

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY**

**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING**

**MODEL VYHOŘÍVÁNÍ JADERNÉHO PALIVA
V PRŮBĚHU PALIVOVÉ KAMPANĚ**

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS**

**AUTOR PRÁCE
AUTHOR**

LUDĚK SMOLA

BRNO 2014



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

MODEL VYHOŘÍVÁNÍ JADERNÉHO PALIVA V PRŮBĚHU PALIVOVÉ KAMPANĚ

SIMULATION OF NUCLEAR FUEL BURN-UP DURING WHOLE FUEL CYCLE

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

LUDĚK SMOLA

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. KAREL KATOVSKÝ, Ph.D.

BRNO 2014



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor

Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika

Student: Luděk Smola

ID: 146957

Ročník: 3

Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Model vyhořívání jaderného paliva v průběhu palivové kampaně

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s chováním jaderného energetického reaktoru za provozu. Věnujte pozornost nestacionárním stavům jaderného reaktoru, zejména změnám ve složení jednotlivých komponent aktivní zóny v průběhu kampaně, zejména jaderného paliva.
2. Teoreticky popište některé jevy související s vyhoříváním jaderného paliva a vyhořívajících absorbátorů. Zaměřte se na vznik plutonia a vyšších aktinoidů. Popište význam těchto jevů pro praxi. Krátko- a střednědobé kinetice reaktoru se nevěnujte.
3. Vytvořte model simulující změny izotopického složení jaderného paliva v průběhu vyhořívání. Názorně vizualizujte koncentrace významných transuranů v závislosti na používaném typu reaktoru.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 30.5.2014

Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

SMOLA, L. *Model vyhořívání jaderného paliva v průběhu palivové kampaně*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 52 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Karel Katovský, Ph.D..

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. Díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

.....



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ



Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

Bakalářská práce

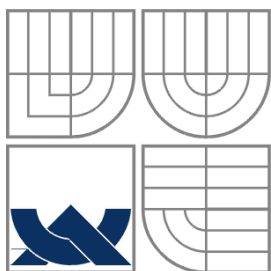
Model vyhořívání jaderného paliva v průběhu palivové kampaně

Luděk Smola

vedoucí: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Ústav elektroenergetiky, FEKT VUT v Brně, 2014

Brno



BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



Faculty of Electrical Engineering and Communication
Department of Electrical Power Engineering

Bachelor's Thesis

Simulation of nuclear fuel burn-up during the whole fuel cycle

by

Luděk Smola

Supervisor: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Brno University of Technology, 2014

Brno

ABSTRAKT

Hlavním cílem této bakalářské práce je tvorba modelu dlouhodobé kinetiky jaderného reaktoru – tedy modelu, který simuluje změny v jaderném palivu uvnitř aktivní zóny za provozu reaktoru. Dlouhodobá kinetika znamená, že jsou sledovány především změny v horizontu celé pětileté palivové kampaně, tedy změny koncentrace izotopů obsažených v původním palivu a vznik nových (se zaměřením na vyšší aktinoidy a plutonium). Tento matematický model je vytvořen v programu MAPLE 14. Výstupy z tohoto modelu jsou přehledným způsobem graficky zpracovány a podrobeny důkladné analýze, aby bylo možno vyvodit ucelené závěry celé problematiky. Práce samozřejmě zahrnuje i veškeré teoretické a informační podklady, přispívající k pochopení všech aspektů řešeného modelu – historický vývoj jaderných reaktorů, jejich základní rozdělení, popis paliva jaderných reaktorů se zaměřením na palivo pro tlakovodní reaktor typu VVER (pro které je model vytvořen), možnosti využití MOX paliva a vybrané pojmy z jaderné fyziky.

KLÍČOVÁ SLOVA: jaderný lehkovodní reaktor; aktivní zóna; jaderné palivo; palivová kampaň; vyhořívání paliva; přepracování paliva; neutronové jaderné reakce; účinný průřez; dlouhodobá kinetika; transurany; plutonium

ABSTRACT

The main goal of this Bachelor's thesis is to create a long-term kinetics model of a nuclear reactor – model, which simulates changes in nuclear fuel inside the reactor core during reactor operation. As the term long-term suggests, primarily the changes in whole five-year fuel cycle horizon are studied, which stands for changes in concentration of elements contained within fresh fuel as well as origination of new ones (with special focus on higher actinides and plutonium). This mathematical model is created using the MAPLE 14 software. Outputs from the model are displayed graphically and thoroughly analysed, so that comprehensive conclusions of problems can be made. Furthermore, the thesis contains theoretical and informational background that is necessary for understanding all the aspects of the model – historical development of nuclear reactors, their basic types, nuclear fuel description focusing on fuel for pressurized light-water reactors VVER (for which the model is primarily designed), MOX fuel and possibilities of its utilization, and last but not least – selected topics from nuclear physics.

KEY WORDS:

pressurized water reactor; nuclear reactor core; nuclear fuel; fuel cycle; fuel burn-up; reprocessing; neutron nuclear reactions; cross section; long-term kinetics; transuranium elements; plutonium

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	9
SEZNAM TABULEK	10
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	11
1 ÚVOD	13
2 ENERGETICKÉ JADERNÉ REAKTORY	14
2.1 HISTORICKÝ VÝVOJ	14
2.2 NEJDŮLEŽITĚJŠÍ TYPY KONSTRUKCÍ JADERNÝCH REAKTORŮ	15
2.3 PROVOZNÍ STAVY JADERNÝCH REAKTORŮ	16
3 PALIVO TLAKOVODNÍCH REAKTORŮ.....	18
3.1 FORMY JADERNÉHO PALIVA	18
3.2 SESTAVENÍ AKTIVNÍ ZÓNY.....	18
3.2.1 PELETA, PALIVOVÝ ELEMENT, PALIVOVÝ SOUBOR.....	18
3.2.2 VÝMĚNA PALIVA, NÁVRH VSÁZKY	19
3.2.3 MATERIÁLY AKTIVNÍ ZÓNY	22
3.3 PALIVO MOX	23
3.3.1 VÝROBA MOX PALIVA	24
4 FYZIKA JADERNÝCH REAKTORŮ	26
4.1 VAZEBNÁ ENERGIE JÁDRA.....	26
4.2 RADIOAKTIVNÍ PŘEMĚNY	27
4.2.1 NEJČASTĚJŠÍ RADIOAKTIVNÍ PŘEMĚNY	27
4.3 JADERNÉ REAKCE	28
4.3.1 NEUTRONOVÉ JADERNÉ REAKCE	29
4.3.2 PRAVDĚPODOBNOST NEUTRONOVÝCH JADERNÝCH REAKCÍ	30
4.3.3 ŠTĚPENÍ JADER.....	31
4.3.4 ŘETĚZOVÁ REAKCE.....	33
5 VYHOŘÍVÁNÍ JADERNÉHO PALIVA	35
5.1 PROCESY PROBÍHAJÍCÍ V PALIVU ZA PROVOZU	35
5.2 TVORBA MODELU DLOUHODOBÉ KINETIKY	38
5.3 VYPOČTENÉ PARAMETRY VYHOŘELÉHO JADERNÉHO PALIVA.....	43
5.4 SROVNÁNÍ PALIV UO_2 A MOX	47
6 ZÁVĚR.....	50
POUŽITÁ LITERATURA	51

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1 Rozdělení jaderných reaktorů podle použitého moderátoru a chladiva.....</i>	<i>15</i>
<i>Obr. 2-2 Současné zastoupení různých typů energetických jaderných reaktorů ve světě.....</i>	<i>16</i>
<i>Obr. 3-1 Schéma sestavení palivového souboru pro tlakovodní reaktory</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 3-2 Kartogram 1/6 aktivní zóny reaktoru VVER 440.....</i>	<i>21</i>
<i>Obr. 3-3 Změna složení klasického paliva UO_2 po vyhoření</i>	<i>23</i>
<i>Obr. 3-4 Změna složení paliva MOX po vyhoření.....</i>	<i>24</i>
<i>Obr. 4-1 Nukleonová vazebná energie</i>	<i>27</i>
<i>Obr. 4-2 Zpomalení neutronu v moderátoru pružným rozptylem</i>	<i>30</i>
<i>Obr. 4-3 Závislost účinného průřezu ^{235}U pro štěpení na energii neutronu</i>	<i>31</i>
<i>Obr. 4-4 Štěpení jádra ^{235}U s uvedením uvolněných energií</i>	<i>32</i>
<i>Obr. 4-5 Průměrný výtěžek fragmentů ze štěpení vybraných izotopů</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 5-1 Diagram důležitých reakcí a vzniku nových prvků v palivu za provozu.....</i>	<i>36</i>
<i>Obr. 5-2 Výpočet vážených účinných průřezů pro štěpení a zachyt izotopu ^{235}U</i>	<i>41</i>
<i>Obr. 5-3 Časová závislost změny koncentrace hlavních štěpných izotopů v průběhu kampaně....</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 5-4 Časová závislost změny koncentrace izotopů uranu v průběhu kampaně.....</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 5-5 Časová závislost změny koncentrace izotopů plutonia v průběhu kampaně</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 5-6 Časová závislost příspěvků izotopů ^{235}U, ^{239}Pu, a ^{241}Pu k výkonu reaktoru.....</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 5-7 Časový průběh vyhoření jedné tuny paliva štěpením ^{235}U, ^{239}Pu, a ^{241}Pu.....</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 5-8 Rozdíl ve složení čerstvého a vyhořelého klasického UO_2 paliva</i>	<i>46</i>
<i>Obr. 5-9 Rozdíl ve složení čerstvého a vyhořelého paliva MOX.....</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 5-10 Časová závislost změny koncentrace plutonia během kampaně pro palivo MOX</i>	<i>49</i>

SEZNAM TABULEK

<i>Tab. 5-1 Účinné průřezy izotopů pro štěpení a zachyt neutronů energie 0,0253 eV .</i>	<i>35</i>
<i>Tab. 5-2 Počáteční a konečné zastoupení izotopů v 1 kg paliva (prvotní výpočet).</i>	<i>40</i>
<i>Tab. 5-3 Vážený průměr účinných průřezů izotopů pro zachyt a štěpení pro 0,001 – 10 eV.....</i>	<i>41</i>
<i>Tab. 5-4 Počáteční a konečné zastoupení izotopů v 1 kg paliva (druhý zpřesňující výpočet)</i>	<i>42</i>
<i>Tab. 5-5 Počáteční a konečné zastoupení izotopů v 1 kg paliva MOX</i>	<i>47</i>

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

Zkratka *Plné znění*

<i>BWR</i>	Boiling light-water-cooled and moderated reactor (varný lehkovodní reaktor)
<i>CANDU</i>	Canada deuterium uranium (těžkovodní reaktor kanadského typu)
<i>FBR</i>	Fast breeder reactor (rychlý množivý reaktor)
<i>GCR</i>	Gas-cooled, graphite-moderated reactor (plynem chlazený grafitový reaktor)
<i>LWGR</i>	Light-water-cooled, graphite-moderated reactor (lehkovodní grafitový reaktor)
<i>MOX</i>	Mixed oxide fuel (směsné palivo)
<i>PHWR</i>	Pressurized heavy-water-moderated and cooled reactor (těžkovodní tlakovodní reaktor)
<i>PWR</i>	Pressurized light-water-moderated and cooled reactor (tlakovodní reaktor západního typu)
<i>RBMK</i>	Reaktor bolšoj moščnosti kanalnyj (lehkovodní grafitový reaktor ruského typu)
<i>VVER</i>	Vodo-vodjanoj energetičeskij reaktor (tlakovodní reaktor ruského typu)

<i>Značka</i>	<i>Veličina</i>	<i>Značka jednotky</i>
<i>A</i>	nukleonové (hmotnostní) číslo	-
<i>A_r</i>	relativní atomová hmotnost	-
<i>B</i>	hmotnostní schodek	kg
<i>B_u</i>	hmotnostní schodek vztažený na atomovou hmotnostní konst.	-
<i>E</i>	energie	J
<i>E_b</i>	vazebná energie jádra	J
<i>E_{bl}</i>	nukleonová vazebná energie	J
<i>E_{lf}</i>	energie uvolněná na jedno štěpení	J
<i>N</i>	neutronové číslo	1
<i>N_x</i>	počet částic	-
<i>T_{1/2}</i>	poločas přeměny	s
<i>V</i>	štěpitelný objem	m ³
<i>Z</i>	protonové (atomové) číslo	-
<i>c</i>	rychlost světla ve vakuu	ms ⁻¹

k_{ef}	efektivní multiplikační činitel	-
k_{∞}	multiplikační činitel pro nekonečné prostředí	-
$k_{\rho x}$	koeficient reaktivity	-
m	hmotnost	kg
m_j	hmotnost jádra	kg
m_n	hmotnost neutronu	kg
m_p	hmotnost protonu	kg
m_u	atomová hmotnostní konstanta	kg
n	počet srážek	-
p	pravděpodobnost úniku rezonanční absorpci	-
t	čas, časový interval, trvání	s
Σ	makroskopický účinný průřez	m ⁻¹
Σ_f	makroskopický účinný průřez pro štěpení	m ⁻¹
Φ	hustota toku neutronů	m ⁻² s ⁻¹
ε	multiplikační činitel rychlých neutronů	-
ζ	střední logaritmický dekrement energie	-
λ	přeměnová konstanta	s ⁻¹
λ	střední volná dráha	m
ν	počet neutronů uvolněný při jednom štěpení	-
ρ	reaktivita soustavy	-
σ	účinný průřez	m ²
σ_c^x	účinný průřez pro záchyt neutronu	m ²
σ_f^x	účinný průřez pro štěpení	m ²
τ	střední doba života	s

1 ÚVOD

Jaderná energie je jednou z relativně nových forem využitelné energie, kterou se podařilo zvládnout během posledních 60 let. Je to energie bezpochyby perspektivní, neboť by zřejmě po dořešení problémů s rychlými množivými reaktory a především po zvládnutí jaderné fúze vyřešila světový problém poptávky po elektřině a odsunula pomyslnou hranici vyčerpání zásob neobnovitelných energetických zdrojů do nedohledna. Takové vize jsou při současném stavu znalostí a rozvoje technologií ale ještě mnoho let vzdálené, a to, jak rychle se jejich naplnění přiblíží, závisí hlavně na inteligenci vědeckých a výzkumných sil po celém světě a jejich zaujetí pro obor, a určitě také na jejich schopnosti vychovat a nadchnout pro tento obor nové odborníky. Jednou z oblastí, která by mohla přinést pozitivní výsledky už v krátkodobějším horizontu, je optimalizace paliva pro stávající reaktory. Jde o hledání nových způsobů, jak efektivněji využít energii obsaženou ve štěpných materiálech – hlavně v přírodě nejhojnějšího izotopu uranu $^{238}_{92}\text{U}$ (a také thoria $^{232}_{90}\text{Th}$), popř. jak dostat z už používaného paliva více energie – pomocí hlubšího vyhoření, přepracování apod. Úspěch na tomto poli by také určitě zvýšil atraktivnost jaderné energetiky v očích širší veřejnosti, což určitě nelze opomenout – vzhledem k očekávanému vzrůstu celosvětové spotřeby elektrické energie vzrůstá potřeba hledat plnohodnotné náhrady za klasické elektrárny na fosilní paliva. Obnovitelné zdroje totiž nejsou všespásné. Hlavně proto si z hlediska rozvoje energetiky určitě zaslouží ta jaderná výjimečnou pozornost.

Hlavním cílem této práce je problematika jaderného paliva, jakožto stěžejního bodu energetického jaderného reaktoru, a jeho vyhořívání. Veškeré zmíněné informace by měly konvergovat k samotnému průběhu, podstatě a významu vyhořívání paliva takovým způsobem, aby byl podán ucelený a srozumitelný výklad celé problematiky. Hlavní oddíl se zabývá tvorbou modelu vyhořívání paliva v průběhu palivové kampaně, tedy modelu dlouhodobé kinetiky. Cílem je vytvořit sice zjednodušený model, ale s uvažováním všech rozhodujících jevů a okolností tak, aby bylo dosaženo co největší přesnosti při současném zachování matematické řešitelnosti. Celý matematický model je sestaven v programu MAPLE 14. Očekávaným výstupem je zobrazení časových průběhů změny koncentrací všech zúčastněných izotopů a jejich analýza – to vše pro klasické palivo UO_2 , na závěr bude ale provedeno i srovnání s palivem MOX. Plutoniu je celkově v práci věnován velký prostor (jeho vzniku a možnostem využití), neboť má velký potenciál stát se v budoucnosti hlavním palivem do jaderných reaktorů.

2 ENERGETICKÉ JADERNÉ REAKTORY

Faktické informace o historii a typech jaderných reaktorů vycházejí ze zdrojů [1], [2] a [16], o provozních stavech reaktoru z [11].

2.1 Historický vývoj

Dnešní jaderné reaktory jsou založeny výhradně na řízeném štěpení těžkých prvků na lehčí. Podrobnější problematice štěpení a celkově fyzice aktivní zóny bude věnována Kapitola 4. Nejdříve ještě obecně o vývoji jaderné energetiky.

Jaderné reaktory vykonalý od svého vzniku ve čtyřicátých letech 20. století dlouho cestu. Nejdříve byly užívány výhradně k vědeckým účelům jako zdroj neutronů, popř. k plození plutonia pro vojenské potřeby. Reaktory k účelům energetickým se pak začaly budovat v padesátých a zejména šedesátých letech.

Jaderné reaktory generace I

Prototypy konstruované v padesátých a šedesátých letech 20. století především ověřovaly možnosti energetického využití jaderné energie. Hledala se nejvhodnější konstrukce, zkoušeny byly možnosti chlazení a odvedení tepelné energie plynem, tlakovou vodou, roztaveným sodíkem i olovem. Palivo samotné také prošlo množstvím různých podob – různě obohacený uran v palivových článcích ve tvaru tyčí, desek nebo koulí. Jako moderátor pro zpomalení neutronů byla použita voda, těžká voda či grafit. Jsou to lehké prvky, které umožňují pružné srážky s neutrony a ty tak rychleji ztrácí svoji kinetickou energii.

Jaderné reaktory generace II a III

Reaktory této generace byly (a jsou) konstruovány s využitím všech zkušeností nabytých z generace předchozí. Jednotlivé elektrárny se sice stavěly podle originálních projektů, technologie reaktorů ale byla postupně zdokonalena a jednotlivé typy se od sebe lišily jen velmi málo. Začíná se prosazovat sériovost jednotlivých konstrukcí.

Jaderné reaktory generace III vycházejí z konstrukce generace II, ale jsou u nich např. posíleny prvky pasívní bezpečnosti. Zdokonaleno je též jaderné palivo – využívá se s maximální efektivitou. Prodloužen je i interval mezi výměnami paliva a celková životnost elektrárny (více než 60 let).

Většina reaktorů, které jsou v dnešní době v provozu, patří ke generaci II, ale očekává se jejich náhrada generací III. Některé reaktory ve výstavbě už dokonce spadají do kategorie III+.

Jaderné reaktory generace IV

Nástup této generace reaktorů se očekává někdy v polovině 21. století, jejich masovější rozšíření přibližně o 10 let později. Na jejich koncepci se pracuje už dnes. Měla by vycházet ze zkušeností se stávajícími typy, ale princip bude nový. Nejvíce se mluví o rychlých množivých reaktorech, které pracují na bázi rychlých neutronů, a dokážou tak přeměnit obtížně štěpitelná jádra uranu $^{238}_{92}\text{U}$ či thoria $^{232}_{90}\text{Th}$ na snadno štěpitelné plutonium $^{239}_{94}\text{Pu}$ či uran $^{233}_{92}\text{U}$. Právě množivé reaktory ukazují směr, jakým by se měl vývoj ubírat do budoucnosti, neboť umožňují využití přírodního neobohaceného nebo ochuzeného uranu a thoria, což dosud nebylo proveditelné. Zmenšují též objem a aktivitu radioaktivního odpadu.

2.2 Nejdůležitější typy konstrukcí jaderných reaktorů

Reaktory rozlišujeme především podle tří hlavních komponent – jde o typ jaderného paliva, moderátoru, a chladiva (látky pro odvod tepla z aktivní zóny). Dalším důležitým kritériem je energetické spektrum štěpících neutronů. Kombinací různých forem zmíněných komponent lze vytvořit celou řadu typů jaderných reaktorů. Na počátku vývoje jaderné energetiky se reaktory dělily na dvě základní skupiny podle vzájemného uspořádání paliva a moderátoru:

- **Homogenní reaktory** – palivo je v nich rozptýleno v moderátoru buď formou roztoku, chemické sloučeniny, slitiny, nebo prosté suspenze práškového paliva v kapalině. Hlavní výhodou je možnost plynulé výměny paliva během provozu reaktoru.
- **Heterogenní reaktory** - jaderné palivo je v nich odděleno od moderátoru uložením v palivových elementech s hermetickým pokrytím tak, aby se zabránilo úniku aktivních látek do chladiva nebo do moderátoru. U heterogenních reaktorů plnívá často chladivo zároveň i funkci moderátoru.

Až na několik demonstračních a experimentálních kusů se v energetice používají výhradně reaktory heterogenní, neboť jsou technologicky lépe zvládnuté. Další hledisko, podle kterého můžeme reaktory dělit je podle energie neutronů, při které dochází ke štěpení:

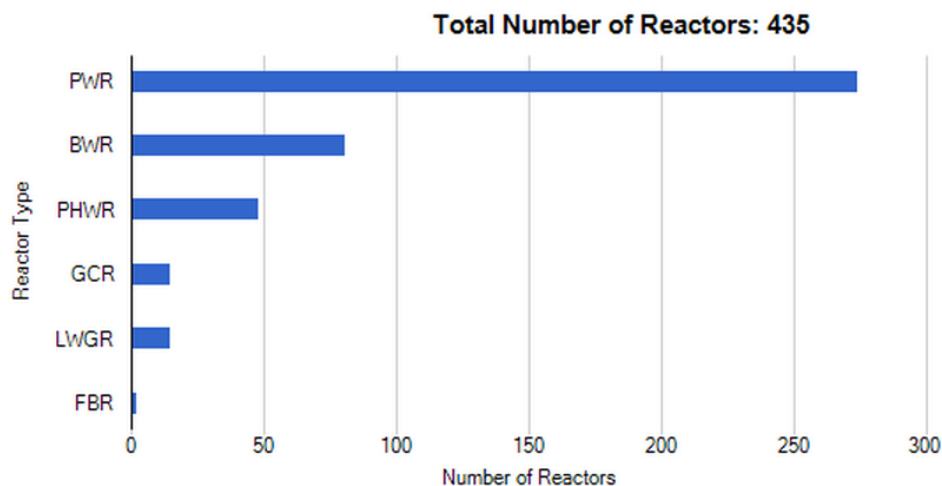
- **Tepelné reaktory** - ke štěpení jaderného paliva jsou v nich využity především tepelné neutrony, což jsou neutrony s energií do 1 eV. Tento typ reaktorů musí obsahovat moderátor snižující energii právě vzniklých neutronů cca o 6 až 7 řádů, aniž by jich větší množství absorboval.
- **Rychlé reaktory** – to jsou v podstatě reaktory bez moderátoru, které využívají ke štěpení především rychlé neutrony, tj. neutrony s energií nad 0,1 MeV. Vzhledem k tomu, že zároveň se štěpením ve většině těchto reaktorů vzniká nový štěpitelný materiál, nazýváme je též množivé reaktory.

Nejvyužívanější jsou reaktory tepelné. Ty můžeme dále dělit podle typu použitého moderátoru a chladiva. Obecné rozdělení podle tohoto kritéria je názorně vidět na Obr. 2-1. Z Obr. 2-2 je pak patrné, jaké reaktory převládají ve světě z hlediska energetického využití.

Nejrozšířenějším typem je tlakovodní reaktor, chlazený a moderovaný obyčejnou vodou. Podíl elektráren s tímto typem reaktoru dosahuje v současnosti asi 68% celkového instalovaného výkonu jaderných elektráren ve světě. I proto se bude tato práce při popisování jevů uvnitř aktivní zóny věnovat výhradně těmto reaktorům, a to přesněji typu VVER, kterým jsou osazeny i elektrárny v České republice.

Energie neutronů	Moderátor	Chladivo	Označení
Tepelné	Voda (H ₂ O)	H ₂ O	Tlakovodní (PWR, VVER)
			Varný (BWR)
	Grafit	CO ₂	Plynem chlazený (GCR), zdokonalený (AGR)
		He	Vysokoteplotní (HTGR)
		H ₂ O	Vodou chlazený (LWGR)
	Těžká voda (D ₂ O)	D ₂ O	Těžkovodní (CANDU) (PHWR)
		H ₂ O	Těžkovodní chlazený lehkou vodou (HWLWR)
		CO ₂	Těžkovodní chlazený plynem (HWGCR)
Rychlé	-	Na	Rychlý, množivý (FBR)

Obr. 2-1 Rozdělení jaderných reaktorů podle použitého moderátoru a chladiva [1]



Reactor Type	Reactor Type Descriptive Name	Number of Reactors ▼	Total Net Electrical Capacity [MW]
PWR	Pressurized Light-Water-Moderated and Cooled Reactor	274	254049
BWR	Boiling Light-Water-Cooled and Moderated Reactor	81	75958
PHWR	Pressurized Heavy-Water-Moderated and Cooled Reactor	48	23900
GCR	Gas-Cooled, Graphite-Moderated Reactor	15	8045
LWGR	Light-Water-Cooled, Graphite-Moderated Reactor	15	10219
FBR	Fast Breeder Reactor	2	580
Total		435	372751

Obr. 2-2 Současné početní zastoupení různých typů energetických jaderných reaktorů ve světě [16]

2.3 Provozní stavy jaderných reaktorů

Požadavky na provozní konfiguraci aktivní zóny a definice provozních stavů jaderných zařízení stanovuje (mimo jiné) v České republice Zákon o mírovém využívání jaderné energie a ionizujícího záření č.18/1997, neboli tzv. atomový zákon, a příslušné vyhlášky Státního úřadu pro jadernou bezpečnost, které tento zákon doplňují.

Normální provoz zahrnuje všechny stavy a operace plánovaného provozu jaderně energetického zařízení za současného dodržení všech provozních limitů i podmínek pro jeho bezpečný provoz. Mezi ně patří zejména spouštění, ustálený provoz, zvyšování a snižování výkonu reaktoru, jeho částečné i plné zatížení, údržba, opravy a výměna paliva.

Abnormální provoz označuje takové stavy, operace a události při provozu jaderně energetického zařízení, jejichž výskyt je sice neplánovaný, ale lze je očekávat. Patří mezi ně hlavně havarijní odstavení, náhlý pokles zatížení, výpadek turbíny, ztráta napájení ze sítě, aj. Žádný z těchto stavů nesmí vést k poškození pokrytí palivových článků či k porušení integrity primárního okruhu. Po jejich ukončení, resp. odstranění příčin a následků, je zařízení dále schopno normálního provozu.

Havarijní podmínky pak zahrnují všechny události způsobené selháním nebo porušením stavebních konstrukcí, technologických celků a zařízení v důsledku vnějších vlivů nebo chyb obsluhy, které negativně ovlivňují bezpečnost provozu jaderně energetických zařízení, vedou k porušení provozních limitů a podmínek a mohou způsobit porušení palivových článků.

3 PALIVO TLAKOVODNÍCH REAKTORŮ

Fakta o formách jaderného paliva a jeho sestavení do aktivní zóny vychází především z [4], doplněné o informace z [1] a [8]. Kapitola o materiálech aktivní zóny vychází z [4] a [7], o návrhu vsázky a výměně paliva z [11], a o palivu MOX z [13].

3.1 Formy jaderného paliva

Jaderné palivo tvoří hlavní složku aktivní zóny reaktoru. Je obecně známo, že základním jaderným palivem je uran. V zemské kůře je ho obsaženo asi 0,0004 %, což zhruba odpovídá výskytu např. molybdenu, arzenu či wolframu. Nejvýznamnější ložiska uranové rudy se nacházejí především v Africe a Severní Americe, ale i Česká republika patří mezi naleziště světového významu (Stráž, Jáchymov, Příbram, Dolní Rožínka). Za uranovou rudu se obecně považuje hornina s obsahem uranu 0,5 – 4 %, přičemž přírodní uran obsahuje 0,712 až 0,720 % izotopu $^{235}_{92}\text{U}$, 99,274 až 99,282 % $^{238}_{92}\text{U}$ a 0,0057 až 0,0058 % $^{234}_{92}\text{U}$. Z této rudy se pak chemicky získává koncentrát s obsahem uranu 85 až 95 %, známý pod označením „žlutý koláč“, který je základní surovinou pro výrobu samotného paliva. Technologický postup při těžbě a zpracování uranové rudy je velice složitý proces, který není náplní této práce. Zřetel bude brán především na konečnou podobu paliva v aktivní zóně reaktoru.

V současnosti je v jaderných elektrárnách nejčastěji používané palivo přírodní nebo mírně obohacený uran ve formě vysoce čistého oxidu uraničitého UO_2 . Toto palivo se nazývá keramické a oproti kovovému uranu, používanému především v počátcích jaderné energetiky, má řadu výhod – má vysokou teplotu tavení (2878 °C), nereaguje s ostatními materiály a nemá fázové přeměny. U většiny lehkovodních reaktorů (včetně VVER) je palivem uran se zvýšenou koncentrací štěpitelného izotopu $^{235}_{92}\text{U}$. Obohacen bývá na 3 až 5 %. Co se týče stupně obohacení, v současnosti se uvažuje obohacení do 5 % jako nízké, do 20 % jako střední a nad 20 % jako vysoké. Toto členění má vazbu především na ochranu proti potenciálnímu zneužití jaderné energie – hlavním důvodem jsou opatření vyplývající ze smlouvy o nešíření jaderných zbraní. Zneužití materiálů s hodnotou obohacení do 20 % k výrobě jaderných zbraní prakticky nehrozí, a proto je tento stupeň obohacení považován za bezpečný. Samotné obohacování uranu je opět velice komplikovaný proces, kterým se tato práce taktéž nebude zabývat.

3.2 Sestavení aktivní zóny

3.2.1 Peleta, palivový element, palivový soubor

Práškový UO_2 je spékán a tvarován do tablet (pelet) daných rozměrů s velice malými tolerancemi, neboť jemná struktura tablet má významný vliv na provoz a životnost paliva. Do této palivové tablety, popř. na její povrch, se nově přidává látka zvaná vyhořívající absorbátor, což je většinou bór nebo gadolinium. Jeho přítomnost napomáhá ke kompenzaci potřebné zásoby štěpných materiálů na začátku palivové kampaně. Pelety tvoří z pohledu jaderné bezpečnosti první bariéru proti úniku štěpných produktů.

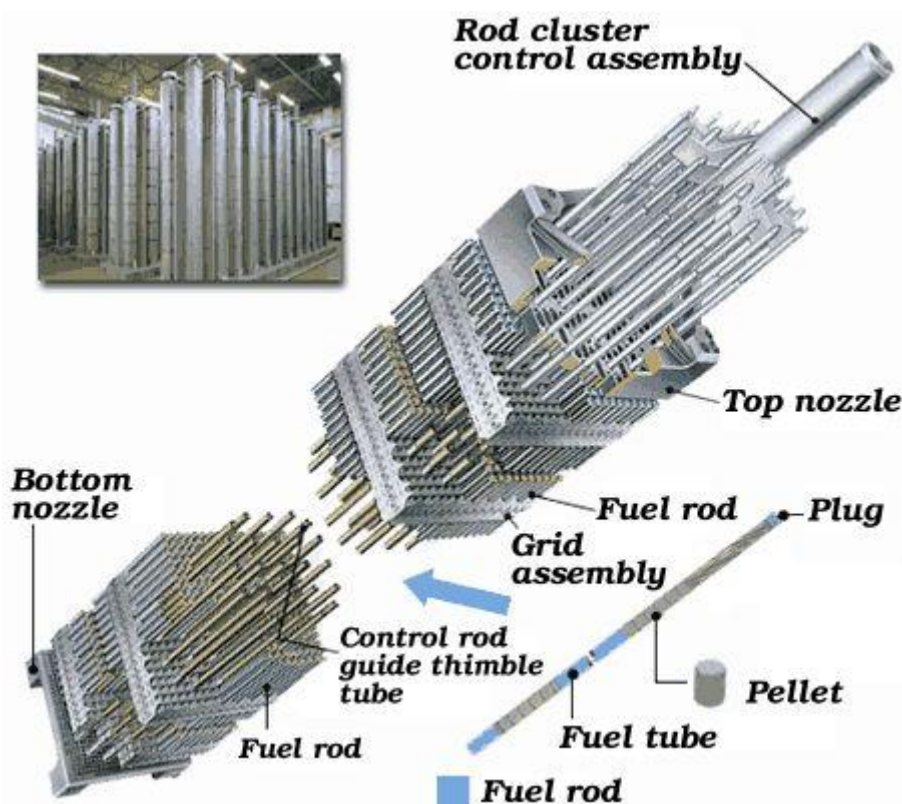
Pelety vložené do povlakových trubek ze zirkoniové slitiny nebo nerezové oceli nazýváme palivové elementy. Palivový element (článek, proutek) je základní, hermeticky uzavřený, palivový stavební prvek, ze kterých se skládá palivový soubor. Na volbu povlakového materiálu a jeho vlastností jsou kladeny přísné požadavky:

- dostatečná mechanická pevnost a plasticita,

- dobrá spojovatelnost materiálu (svařování),
- nízká absorpce neutronů a nízká aktivace,
- vysoká radiační stabilita,
- vysoká korozní odolnost,
- chemická stálost,

to vše v extrémních podmínkách aktivní zóny reaktoru. Palivové elementy jsou naplněny inertním plynem a jsou po svařování testovány na těsnost, neboť tvoří druhou bariéru zadržující tekavé a štěpné produkty, které mohou difundovat z tablet při štěpení paliva. Hotové články se tedy montují do skupin tvořících palivové soubory. Schéma sestavení palivového souboru je na Obr. 3-1.

Jak již bylo řečeno, všechny současné energetické jaderné reaktory jsou heterogenní, takže palivo musí být hermeticky odděleno od chladiva a moderátoru. Palivové soubory jsou někdy u reaktorů VVER 440 nazývané kazety. Tento termín je opodstatněný zejména tam, kdy je celá skupina proutků z vnější strany uzavřena materiálem, který vymezuje hranici palivového souboru, má konstrukční funkci a určuje proudění chladiva v kazetě. Rozpor v označení ale pramení především z přejímání buď západního anglického termínu „assembly“ (odtud soubor), a nebo východního ruského „kaséta“ (odtud kazeta). Součástí palivových souborů jsou i tzv. distanční mřížky, technologické kanály pro regulační systémy, kanály pro vnitroreaktorová měření, hlavice, koncovky, apod. Zatímco u západních jaderných elektráren se prakticky výhradně používá čtvercového tvaru palivových souborů, pro reaktory VVER je typická geometrie šestiúhelníková (u paliva vyráběného v Rusku navíc s otvorem ve středu pelet).



Obr. 3-1 Schéma sestavení palivového souboru pro tlakovodní reaktory [8]

3.2.2 Výměna paliva, návrh vsázky

Vzhledem k rozměrům aktivní zóny reaktoru, uspořádání a hustotě palivových elementů i obohacení, může být uvnitř jen určité množství paliva. Pokud je ho přebytek, hrozí nebezpečí

rozšíření jaderné reakce (pouze teoretický předpoklad – v reaktoru je ho přebytek vždy, tento bod pak souvisí především s regulací), pokud naopak nedostatek, nelze řetězovou jadernou reakci samovolně udržet. Množství paliva a jeho geometrické uspořádání pro udržení řetězové reakce se nazývá kritické množství. Protože však v průběhu vyhořívání v palivu postupně ubývá štěpného materiálu, vzniká po určité době nezbytnost tento úbytek doplnit tak, aby reaktor mohl být dále provozován. V praxi se používají dva způsoby výměny vyhořelého paliva za čerstvé:

- **kontinuální** (nepřetržitá) výměna, při které je palivo vyměňováno průběžně během provozu reaktoru. Vyměňovány a překládány jsou jednotlivé palivové soubory, resp. kanály. Tento způsob výměny je typický pro těžkovodní reaktory CANDU a starší reaktory typu RBMK provozované na území bývalého SSSR. Hlavními přednostmi jsou koeficient využití reaktoru, v některých případech lepší využitelnost štěpného materiálu a vyrovnanější rozložení výkonu reaktoru a tím i vývinu tepla v radiálním směru. Vnikají ale také velké nároky na spolehlivost přídavných technologických zařízení, které jsou navíc velmi složité,
- **kampaňová** (intervalová) výměna, při které se najednou mění určitá část palivové vsázky a zbývající palivové soubory se mohou přemístit do nových pozic. Tento typ výměny probíhá po relativně dlouhé době (typicky jedenkrát za 3 až 5 let) a je charakteristický pro lehkovodní reaktory, včetně u nás provozovaných reaktorů typu VVER. Kampaňová výměna se provádí v zastaveném reaktoru a za běžných atmosférických podmínek (samozřejmě s odpovídajícím zajištěním jaderné a radiační bezpečnosti). V rámci takové výměny se provádějí i provozní kontroly a nezbytná údržba zařízení.

Pro pobyt paliva v jaderných reaktorech se používá termín vnitřní palivový cyklus. Vyjadřuje se tím především skutečnost, že palivo ve většině reaktorů nezůstává na stejném místě po celou dobu svého pobytu v reaktoru, nýbrž je jak při kontinuální, tak při kampaňové výměně překládáno.

Důvodů pro překládku je několik – především je to vyrovnání výkonu v prostoru aktivní zóny reaktoru, snížení toku neutronů na tlakovou nádobu a rovnoměrné vyhořívání paliva. Samotné optimální uspořádání palivové vsázky je většinou samostatně řešený problém, u něhož se bere v potaz řada hledisek. Za zmínku stojí především:

- vsázka musí mít dostatečnou rezervu štěpitelného materiálu na to, aby mohla být provozována stanovenou dobu při předpokládaném výkonu reaktoru,
- zásoba štěpitelného materiálu v aktivní zóně se musí po celou kampaň spolehlivě kompenzovat, aby nebylo možné dosáhnout nežádoucího nadkritického stavu,
- výkon v aktivní zóně musí být rozložen pokud možno vyrovnaně, aby nedocházelo k přehřívání nejzatíženějších palivových souborů,
- tok neutronů na stěnu tlakové nádoby reaktoru by měl být co možná nejmenší, aby se maximálně eliminovalo nežádoucí křehnutí materiálu nádoby.

Návrh překládky paliva vyžaduje řadu výpočtů – rozložení výkonu, reaktivity, izotopického složení paliva během vyhořívání, atd. – to vše za současného dodržení bezpečnostních podmínek a provozní délky pro každou aktivní zónu. Tu je v praxi možné vytvářet dvěma způsoby.

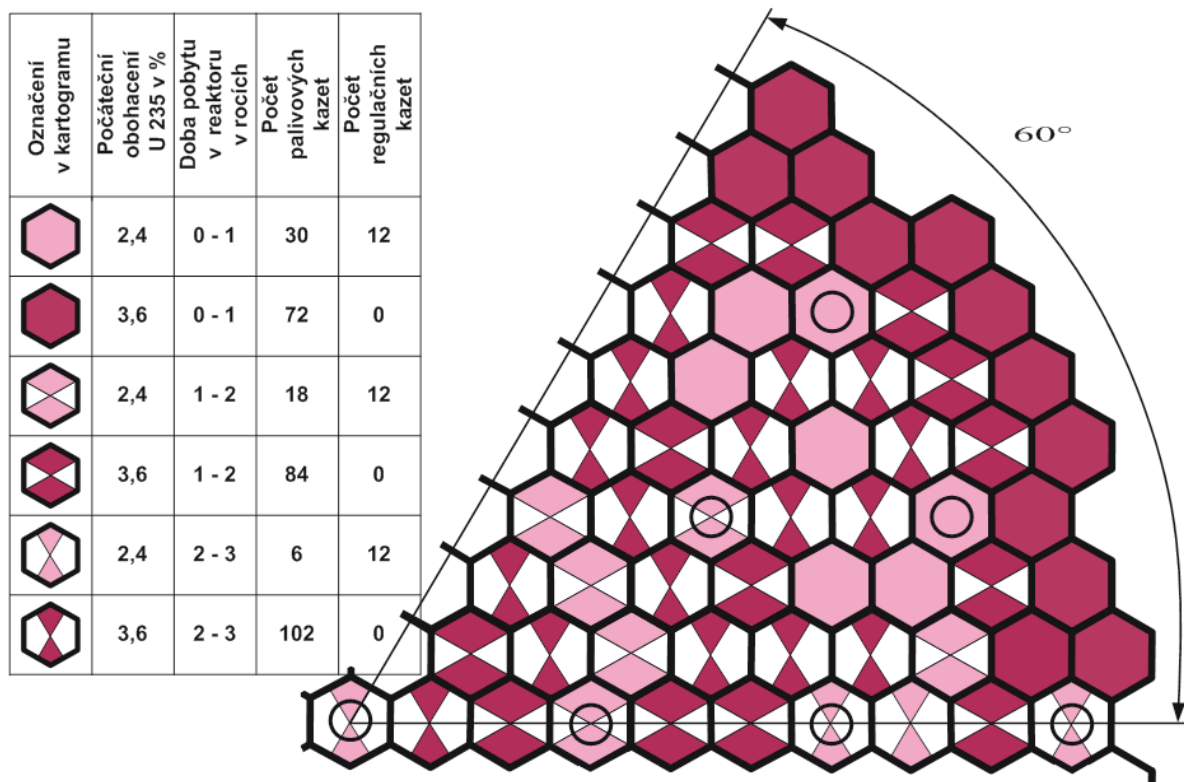
U prvního způsobu dominuje snaha vyměnit palivo tak, aby rozložení výkonu bylo co nejrovnoměrnější, a tím bylo dosaženo co největší bezpečnosti provozu. Při překládce se využívá tzv. schématu typu **out-in** – čerstvé palivo se nejdříve umístí na periferii aktivní zóny, a pak se během následujících cyklů přemísťuje směrem k jejímu středu. Ilustrace tohoto typu schématu je na Obr. 3-2. Jde o příklad kartogramu 1/6 aktivní zóny reaktoru VVER 440 (aktivní zóny reaktorů jsou zpravidla děleny do několika středově souměrných sektorů, proto stačí uvést jeden

sektor) včetně obohacení a časového harmonogramu pobytu jednotlivých palivových kazet v reaktoru od počátku provozu.

Za druhým způsobem naopak stojí snaha vytvořit takovou aktivní zónu, aby se minimalizoval únik neutronů společně s náklady na palivo a vyrovnání výkonu bylo ještě dostačující. Tento typ překládkového schématu se nazývá **in-out**, a jak napovídá název, nové palivo se nejprve zavází do centrální oblasti aktivní zóny a teprve v posledním cyklu na periferii.

Pro první léta provozu jaderných elektráren bylo typické překládkové schéma typu out-in s pásmovou výměnou paliva. V současnosti ale převládají optimalizované překládky s nízkým únikem neutronů a s využitím vyhořívajících absorbátorů (jde o absorbátory v konstrukčních částech palivových článků, jejichž účinný průřez pro zachyt se během kampaně snižuje). Ačkoli se dají najít obecné postupy, podle kterých se palivo v reaktoru vyměňuje, přesná a jednotná pravidla či vzorce, které by určovaly jednoznačné optimální překládkové schéma, neexistují. Při návrhu překládkových schémat pro konkrétní aktivní zóny se hojně využívá výpočtových programů pro analýzu aktivní zóny.

Za zmínku stojí ještě jedna důležitá skutečnost, a tou je přísná a přesná evidence paliva po celou dobu jeho života. Začíná zkompletováním paliva výrobcem, pokračuje jeho dopravou k provozovateli reaktoru, pobytem v tzv. uzlu čerstvého paliva, pobytem v samotném reaktoru při jednotlivých palivových kampaních (zde je součástí evidence i záznam o průběhu výkonu a tedy zátěže palivového souboru během kampaně), vyvezením paliva z reaktoru do tzv. bazénu vyhořelého paliva, všemi dalšími způsoby transportu nebo skladování, až končí přepracováním nebo uložením.



Obr. 3-2 Kartogram 1/6 aktivní zóny reaktoru VVER 440 [1]

3.2.3 Materiály aktivní zóny

Aktivní zóna jaderného reaktoru obsahuje tyto materiály: jaderné palivo, povlakový materiál palivových tyčí, materiály řídících a havarijních tyčí, chladivo, moderátor, a konstrukční materiály technologických kanálů. Každý z nich plní určitou specifickou funkci, od které se odvíjí požadavky na něj kladené.

Pro *pokrytí palivových tyčí* je potřeba použít materiály s nízkým účinným průřezem pro zachyt neutronu nebo nepružný rozptyl, aby byl výtěžek neutronů co největší (aby nenastávalo nežádoucí snížení reaktivity). Účelem pokrytí je ochrana paliva před přímým stykem s pracovním prostředím, které na něj působí negativně, a současně musí zamezovat úniku štěpných produktů z palivových tyčí. Materiál pokrytí musí být také schopen zaručit ochranu paliva i při provozních změnách, jako je růst zrna, radiační a objemový růst, strukturní změny; a mechanickém namáhání tyčí. Ze všech důvodů výše uvedených se v tepelných tlakovodních reaktorech používají zejména materiály na bázi zirkonia (zircaloy).

U absorpčních materiálů, jako jsou *regulační a havarijní tyče*, se naopak vyžaduje, aby měly makroskopický účinný průřez pro zachyt nebo nepružný rozptyl tepelných i rychlých neutronů co nejvyšší. Důležité také je, aby se tato jejich vlastnost neměnila během provozu, tj. aby nastávalo jen malé vyhoření. Způsob regulace absorpčními tyčemi se rozšířil především pro svou jednoduchost, spolehlivost a nízké výrobní náklady. Dochází ale ke značným nerovnoměrnostem v rozložení hustoty neutronového toku uvnitř aktivní zóny. Proto většina dnešních tlakovodních reaktorů (včetně u nás provozovaných VVER) používá také regulaci tekutým absorbérem – kyselinou boritou – přidaným do chladiva. Vzniká tak možnost regulace s velmi rozměrnou absorpcí v celém prostoru aktivní zóny nebo nouzového zastavení reaktoru.

Jsou tu také požadavky, které klademe na všechny pevné materiály nacházející se v aktivní zóně, tzn. zmíněné palivové a absorpční tyče a další technologické a konstrukční materiály. Musí vydržet extrémní podmínky, panující v aktivní zóně reaktoru za provozu. To zahrnuje dostatečnou mechanickou tuhost a pevnost, odolnost proti porušení, korozní odolnost (i za vysokých teplot) a především odolnost proti ionizujícímu záření. Při vyhořívání jaderného paliva vzniká kromě štěpných produktů s velmi omezeným doletem také korpuskulární a fotonové záření, které silně působí na okolní materiál - tok neutronů a do jisté míry i záření alfa, beta a vysokoenergetické gama. Pokud jde o záření alfa a beta, jeho účinky se omezují prakticky jen na velice malou oblast svého vzniku, vzhledem k značně omezenému doletu. Se zářením gama je to horší, neboť to může prostupovat i velkou tloušťkou materiálu. Jeho negativní účinek na krystalickou mřížku materiálů (a tudíž jejich mechanické vlastnosti) však nebývá tak zásadní jako při ozařování rychlými neutrony. Hlavní podíl radiačního poškození tedy vzniká následkem interakce materiálu s neutrony, a to především s neutrony rychlými. Projev tohoto poškození lze pozorovat prakticky na všech vlastnostech materiálů. Obecně se mění hlavně mechanické vlastnosti - roste mez kluzu a pevnosti, klesá tažnost a houževnatost, zvyšuje se tvrdost, nastává křehnutí; mění se ale i fyzikální vlastnosti – modul pružnosti, tepelná vodivost, objem, atd. Jaderné záření má také významný negativní vliv na korozní odolnost reaktorových materiálů. Korozní produkty mohou snižovat funkčnost materiálů, zanášet potrubí, ukládat se na povrchu tepelných výměníků, popř. přímo na povrchu palivových článků a snižovat tak přestup tepla, apod. Všechny zmíněné jevy se u každého reaktoru bedlivě sledují po celou dobu jeho provozu.

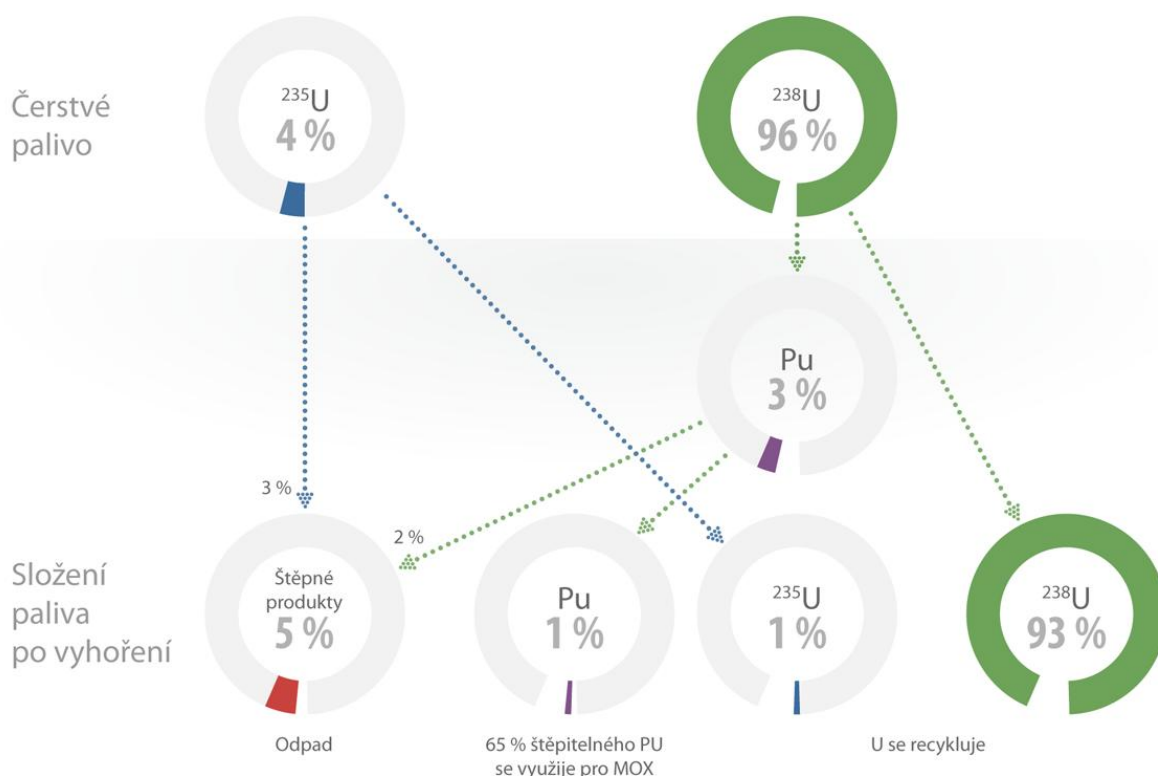
Kapalné (jen pro některé typy reaktorů) materiály v aktivní zóně zastupují *moderátor a chladivo*. Pro moderátor je rozhodující vysoký účinný průřez pro pružný rozptyl a nízký pro zachyt neutronů, pro chladivo zajištění dobrého odvodu tepla z aktivní zóny. Pro oba je nutná

chemická stabilita. V lehkovodních reaktorech, jak napovídá název, splňuje obě funkce lehká (obyčejná) voda.

3.3 Palivo MOX

Mezi neopomenutelná témata problematiky jaderného paliva patří bezpochyby palivo známé pod označením MOX (mixed oxide), neboli česky směsné palivo. Z hlediska konstrukce je téměř shodné s ostatními palivy pro lehkovodní reaktory, ale v počáteční fázi zde není štěpitelným materiálem pouze $^{235}_{92}\text{U}$ ve formě UO_2 , ale i štěpitelné izotopy plutonia ve formě PuO_2 .

Všechny snahy uzavřít palivový cyklus se musí zabývat řešením problému plutonia, které vzniká v palivu jaderných reaktorů během jejich provozu. Podrobnou problematikou vzniku plutonia a vyšších aktinidů během vyhořívání se bude zabývat Kapitola 5. Důležitým faktem je, že izotop $^{239}_{94}\text{Pu}$ je podobně jako $^{235}_{92}\text{U}$ též štěpitelný tepelnými neutrony, má podobné výtěžky štěpných produktů a uvolňuje podobné množství energie na jedno štěpení. Při standardní výměně paliva po třech letech je asi polovina celkově vzniklého plutonia v reaktoru „spálená“ a zastupuje téměř třetinu veškeré energie získané z paliva. Platí, že čím větší vyhoření, tím méně štěpitelného plutonia v palivu zůstane. Průměrně se jedná o 1% z paliva vyvezeného z reaktoru, z čehož asi dvě třetiny jsou štěpitelné. Složení paliva před a po vyhoření je názorně vidět na Obr. 3-3. Každý rok se ze všech reaktorů na světě při výměně paliva vyveze dohromady kolem 70 tun plutonia obsaženého v použitém palivu. Toto plutonium se po přepracování může znovu použít jako palivo jaderných reaktorů ve formě MOX. Mimo to se dá použít i plutonium z vojenských zdrojů s vysokým obsahem $^{239}_{94}\text{Pu}$ (~ 90 %), dříve vyrobené pro jaderné zbraně.



Obr. 3-3 Změna složení klasického paliva UO_2 po vyhoření [14]

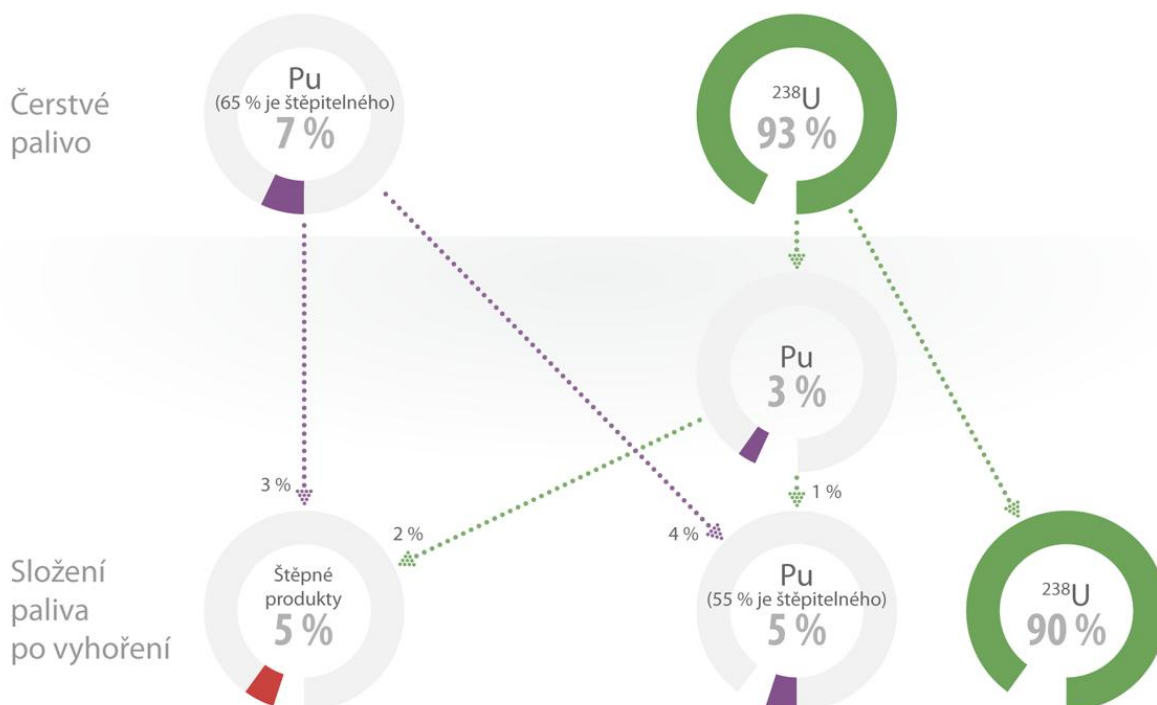
V současnosti se palivo MOX stává čím dál používanější, především v Evropě a Japonsku. Celkově má na světě licenci pro použití MOX paliva přes 40 reaktorů (i některé reaktory generace II), kolem 30 ho i skutečně používá. Tyto reaktory používají vsázky průměrně

s třetinovým obsahem MOX, některé dokonce i 50%. Takové použití paliva MOX (do 50% palivové vsázky) v zásadě nemění provozní charakteristiky reaktoru, ale řídicí, kontrolní a měřicí systém musí být upraven a přizpůsoben, aby ho mohl pojmout. Pro vsázku s více než 50% obsahem MOX je nutné provést některé větší změny v koncepci reaktoru – uzpůsobeny jsou pro to některé pokročilé lehkovodní reaktory, např. EPR a AP1000.

Výhoda paliva MOX spočívá také v tom, že jeho štěpný podíl se dá relativně snadno zvýšit přidáním dalšího plutonia, kdežto větší obohacení klasického UO_2 paliva izotopem $^{235}_{92}\text{U}$ je velice drahé. V současném trendu prodlužování délky kampaní a zvyšování vyhoření paliva se tak palivo MOX stává stále atraktivnější a také ekonomicky výhodnější se stoupající cenou uranu.

3.3.1 Výroba MOX paliva

Prvním krokem při recyklaci použitého paliva je oddělení štěpných a jiných odpadních produktů od zbývajících uranu a plutonia. Poté je třeba separovat plutonium a „očistit“ ho pokud možno od veškerého uranu. Toto plutonium ve formě oxidu se pak smíchá s ochuzeným uranem, který vzniká jako vedlejší produkt v obohacovacích závodech, a vytváří tak čerstvé palivo MOX. Takové palivo při obsahu 7 – 10% plutonia odpovídá klasickému UO_2 palivu obohacenému asi na 4,5% $^{235}_{92}\text{U}$, za předpokladu že plutonium obsahuje kolem dvou třetin štěpitelných izotopů. Průměrný obsah plutonia v komerčním MOX palivu je 9,5%, může se ale od této hodnoty i značně lišit, neboť závisí na složení použitého plutonia (obsah štěpitelných izotopů). Pokud je např. použito plutonium z vojenských zdrojů, které často obsahuje i více než 90% $^{239}_{94}\text{Pu}$, ve výsledném mixu paliva ho pak bohatě stačí 5%.



Obr. 3-4 Změna složení paliva MOX po vyhoření [14]

Celý proces recyklace paliva a následnou výrobu MOX je vhodné provést v co nejkratším časovém intervalu po vyvezení paliva z reaktoru především kvůli problému s krátkým poločasem přeměny izotopu $^{241}_{94}\text{Pu}$ – rozpadá se s poločasem přeměny 14 let na $^{241}_{95}\text{Am}$, což je silný zdroj γ

záření. Vedle problému se zvyšujícím se zdravotním a technologickým rizikem při manipulaci s čím dál více radioaktivním palivem je zde také nežádoucí úbytek štěpitelného izotopu $^{241}_{94}\text{Pu}$.

Složení vyhořelého MOX paliva je názorně vidět na Obr. 3-4. Další přepracování vyhořelého MOX paliva je možné a ve Francii i vyzkoušené, podle aktuální strategie se však MOX palivo nepřepřacovává, ale ukládá. Čeká se na nástup rychlých reaktorů generace IV, které umožňují několikanásobnou recyklaci použitého plutonia, neboť se v nich dají štěpit všechny jeho izotopy. Tepelné reaktory nenabízí potenciál pro vícenásobné přepracování plutonia díky jeho izotopové degradaci (klesá podíl izotopů štěpitelných tepelnými neutrony a roste podíl těch neštěpitelných).

V současnosti jsou na světě v provozu 2 závody na přepracování a výrobu MOX paliva – Melox ve Francii a Sellafield ve Velké Británii. Další jsou naplánovány v Japonsku (2015) a v USA (2016). Znamý závod na přepracování fungoval i v Belgii, ale ukončil výrobu v roce 2007.

4 FYZIKA JADERNÝCH REAKTORŮ

V následující kapitole bude vysvětlen fyzikální základ jevů, které vedou k vyhořívání jaderného paliva v reaktoru. Popis veličin a teoretické vysvětlení jevů, stejně jako všechny použité rovnice vychází z [1] a [15], doplněny jsou o některé informace z [5].

4.1 Vazebná energie jádra

Měřením bylo zjištěno, že klidová hmotnost atomového jádra jakéhokoli známého prvku nebo jeho izotopu je menší, než součet hmotností jednotlivých nukleonů. Tento rozdíl se nazývá *hmotnostní schodek* a vychází z Einsteinova vztahu o hmotnosti a energii. Energie, která se uvolňuje při vzniku jádra z volných nukleonů, nebo se naopak musí dodat, pokud chceme soustavu rozložit zpátky na volné nukleony, se nazývá *vazebná energie jádra*. Tato energie je mírou stability atomového jádra. Pro hmotností schodek jádra platí:

$$B = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_j \quad (4.1)$$

Odtud dostaneme aplikací Einsteinova vztahu mezi hmotností a energií vazebnou energii jádra:

$$E_b = B \cdot c^2 \quad (4.2)$$

Dosadíme-li do této rovnice jednotky obvyklé pro jadernou fyziku, tedy atomové hmotnostní jednotky (u) a megaelektronvolty (MeV), dostaneme při rychlosti světla ve vakuu vztah určující vazebnou energii, která odpovídá hmotnostnímu schodku:

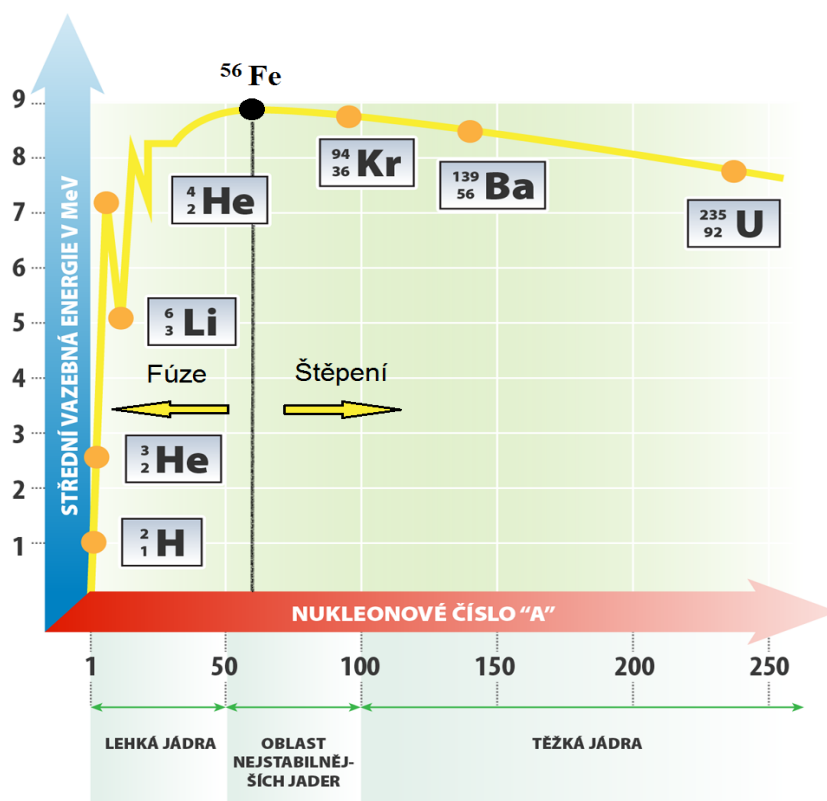
$$E_b [\text{MeV}] = 931,5 \cdot B_u [-]; \quad B_u = \frac{B [\text{kg}]}{m_u [\text{kg}]} \quad (4.3)$$

Odtud už snadno dostaneme *nukleonovou vazebnou energii*, což je podíl vazební energie jádra a hmotnostního (nukleonového) čísla.

$$E_{b1} = \frac{E_b}{A} \quad (4.4)$$

Nukleonová vazebná energie (někdy též zvaná průměrná nebo střední), tedy není konstantní a závisí na hmotnostním čísle. Tato závislost je názorně ukázána na Obr. 4-1. Z tohoto rozložení vyplývá, že k rozložení jader na volné nukleony musíme dodat vazební energii původních jader. Naopak při skládání nových jader se uvolní energie odpovídající součtu vazebních energií nově vzniklých jader.

Jadernou energii tedy můžeme získat buď štěpením velmi těžkých jader, nebo slučováním lehkých, kdy při obou reakcích vznikají středně těžká jádra.



Obr. 4-1 Nukleonová vazebná energie [14]

4.2 Radioaktivní přeměny

Jádra některých izotopů jsou nestabilní, tzn. že se bez příspěvku vnější energie mění a uvolňují přitom fotony nebo hmotné elementární částice. Říkáme, že u nich dochází k tzv. *radioaktivní přeměně*. V přírodě jsou radioaktivní především prvky s vysokými atomovými čísly, uměle lze vytvořit téměř jakýkoli radioaktivní izotop. Radioaktivní přeměnu lze popsat diferenciální rovnicí, jejímž řešením dostaneme přeměnový zákon:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (4.5)$$

kde λ je přeměnová konstanta a N_0 počáteční počet jader. V praxi se také často používá termín poločas přeměny $T_{1/2}$, což je střední doba, za kterou se samovolně přemění polovina z počátečního počtu atomů daného radionuklidu. Z předchozí rovnice pro poločas přeměny platí:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (4.6)$$

4.2.1 Nejčastější radioaktivní přeměny

Přeměna α

Je běžná pro většinu přirozeně radioaktivních prvků, obzvláště pro těžké prvky. Při této přeměně je z jádra uvolněna částice α , což je jádro hélia, s energií mezi 4 MeV a 9 MeV. Počáteční rychlost částice je vysoká, ale rychle se snižuje v důsledku ionizace prostředí a rozptylu. Záření je tedy málo pronikavé a dá se odstínit již listem papíru. Během rozpadu α se mění hmotnostní i atomové číslo a vzniká nový prvek.

Přeměna β^-

Tuto přeměnu charakterizuje emise záporně nabitého elektronu z jádra. K tomu většinou dochází u přirozeně radioaktivních prvků s přebytkem neutronů a doprovodným jevem je emise záření gama. Záření β^- je pronikavější než α , jeho počáteční energie se snižuje především ionizací prostředí, rozptylem a emisí brzdného záření – pohlcuje ho např. silný hliníkový plech. Hmotnostní číslo během této přeměny roste stejné, vzrůstá však atomové číslo, protože přibyl další proton a vzniká tak vlastně nový prvek.

Přeměna β^+

Tato přeměna naopak většinou provází umělé radioaktivní prvky s přebytkem protonů. Je vyvolána transmutací protonu na neutron za emise pozitronu. Stejně jako u přeměny β^- zůstává hmotnostní číslo stejné, ale atomové se zmenší o 1 úbytkem protonu a vzniká tedy opět nový prvek.

Záření γ

Jde o vyzáření fotonu z vybuzeného jádra při přeskupování nukleonů s různými energetickými hladinami. Nemá vliv na atomové ani hmotnostní číslo. Často také doprovází obě již popsané přeměny α a β . U těžkých jader má kaskádovitý charakter a vytváří složitá spektra. Je to elektromagnetické záření s velmi krátkou vlnovou délkou (řádově 10^{-11} až 10^{-13} m), a tudíž je velmi pronikavé. K jeho utlumení je zapotřebí silné vrstvy prvků s vysokým hmotnostním číslem (např. olovo).

Neutronová emise

Vyskytuje se pouze v β^- přeměnových řetězcích, kde vazební energie nově vzniklého vybuzeného jádra nestačí k udržení neutronu. Hmotnostní číslo se tak snižuje o 1, atomové číslo se nemění. Tento jev je velmi důležitý pro regulaci jaderného reaktoru, protože je zdrojem tzv. zpóźděných neutronů.

4.3 Jaderné reakce

Jadernými reakcemi nazýváme přeměny atomových jader vnějším působením elementárních částic nebo jiných jader. Přeměnou jádra se rozumí vyslání částice z jádra, rozštěpení či roztržštění jádra a změna energetických hladin nukleonů. Nejčastěji jaderné reakce způsobují protony, neutrony, alfa částice, deuterony a fotony.

Tyto reakce jsou relativně těžko uskutečnitelné, a to především kvůli velice malým rozměrům terčového jádra vzhledem k rozměrům atomu. Vzhledem k tomu je pak při odstřelování elementárními částicemi malá pravděpodobnost zásahu. Další překážkou pro interakci kladně nabitě částice (protonu) s jádrem nebo dvou jader navzájem jsou velmi silné odpudivé Coulombovy síly způsobené souhlasným nábojem. Odpudivá síla je i u elementárních jader vodíku značná a za normálních podmínek nelze tuto jadernou reakci uskutečnit. Jednou z možností jak ji usnadnit je zahřátí prostředí na několik milionů stupňů, kdy kinetická energie jader dosáhne takové hodnoty, že překoná elektrostatické síly a jádra se dostanou do dostatečné blízkosti, aby na sebe mohly navzájem působit jadernými silami. Takto provedená jaderná reakce se nazývá termonukleární – na jejím principu je založen současný výzkum fúzních reaktorů.

Na částice bez náboje – neutron, foton – však elektrostatické síly nepůsobí, a k uskutečnění jaderné reakce jí tak stačí podstatně nižší energie než u ostatních částic. Neutronové reakce jsou proto z hlediska soudobé jaderné energetiky nejvýznamnější.

Volné neutrony jsou radioaktivní, s poločasem 14,7 minut se exotermicky rozpadají na proton, elektron a antineutrino. Dělíme je podle energie, kterou získají při jaderných interakcích na:

- **Tepelné neutrony** (termální, pomalé) - mají energii do 0,5 eV, rychlost řádově do 10^4 ms^{-1} a teplotu asi do 6000 K (záleží na teplotě okolí). Průměrné hodnoty pro celé spektrum tepelných neutronů jsou ale výrazně nižší.
- **Rychlé neutrony** – mají energii nad 0,5 MeV, rychlost asi o řád nižší než rychlost světla a teplotu kolem 10^{10} K .
- **Epitermální neutrony** – mají energii ležící v rozmezí mezi rychlými a tepelnými neutrony.

V jaderném reaktoru neutrony dosahují okamžitě po štěpení $^{235}_{92}\text{U}$ průměrné energie 2 MeV, a pokud nejsou absorbovány, klesá jejich energie až o 8 řádů, než dojde k interakci s dalšími jádry $^{235}_{92}\text{U}$ (doba jejich života v reaktoru je asi 10^{-5} až 10^{-4} s).

4.3.1 Neutronové jaderné reakce

Rozptyl

Jde o nedestruktivní jadernou reakci, při níž se neutron dopadající na atomové jádro buď přímo odrazí, nebo ho jádro zachytí a stejný druh částice zase uvolní. Hmotnostní číslo se v průběhu nemění. Rozeznáváme podle typu reakce pružný a nepružný rozptyl.

Pružný rozptyl můžeme popsat pomocí zákona o zachování energie a hybnosti a přirovnat ho ke srážce dvou koulí. Z fyzikálního hlediska je tedy zřejmé, že čím více se blíží hmotnost terčového jádra hmotnosti dopadajícího neutronu a čím více se jeho trajektorie blíží středu jádra, tím více kinetické energie jádro po srážce převezme. Snižování kinetické energie neutronu je proto logicky nejintenzivnější pro srážku s jádrem vodíku nebo jeho izotopy. Při středové srážce s jádrem vodíku ztratí neutron prakticky veškerou svoji kinetickou energii. Průměrný počet srážek n potřebný ke snížení energie neutronů z hodnoty E_1 na E_2 se určuje za pomoci tzv. středního logaritmického snížení energie ξ (logaritmický dekrement na jednu srážku):

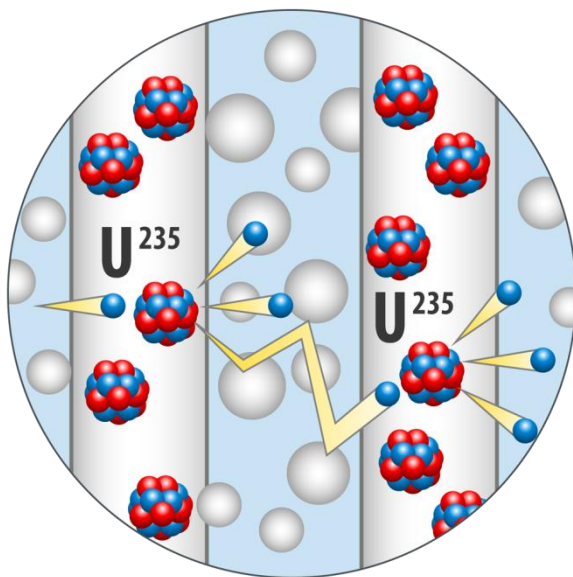
$$n = (\xi - 1) \cdot \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (4.7)$$

Je spočítáno, že v obyčejné vodě ($\xi = 0,925$), používané jako moderátor v tlakovodních reaktorech, musí neutron vykonat průměrně asi 20 srážek, než jeho energie poklesne na hladinu umožňující další štěpení (tj. na hladinu energie tepelných neutronů). Ilustrace zpomalení neutronu v moderátoru je na Obr. 4-2.

Nepružný rozptyl probíhá ve třech fázích:

1. pohlčení neutronu jádrem,
2. zvýšení energie jádra na tzv. excitační energii a přeskupení neutronů do nových energetických hladin,
3. uvolnění neutronu s nižší energií, než měl neutron pohlčený (přebytek energie se vyžáří v podobě záření γ).

Tento typ reakce odebírá neutronu značnou část energie, pro jeho uskutečnění ale musí mít neutron energii vyšší než cca 0,1 MeV. Nepružný rozptyl se tedy již neuplatní při snižování energie epitermálních a tepelných neutronů, ale jen u rychlých.



Obr. 4-2 Zpomalení neutronu v moderátoru pružným rozptylem [14]

Radiační záchyt (pohlcení, absorpce)

Neutron může být jádrem pohlcen bez uvolnění dalšího neutronu. Kinetická energie neutronu jádro vybudí, nukleony se přeskupí na nové energetické hladiny a přebytečná energie se vyzáří v podobě γ záření. V jádru se tak zvýší počet neutronů o 1, stejně tak i hmotnostní číslo nuklidu.

Látky oplývající touto schopností se v jaderných reaktorech používají jako absorbátory volných neutronů (kadmium).

Štěpení

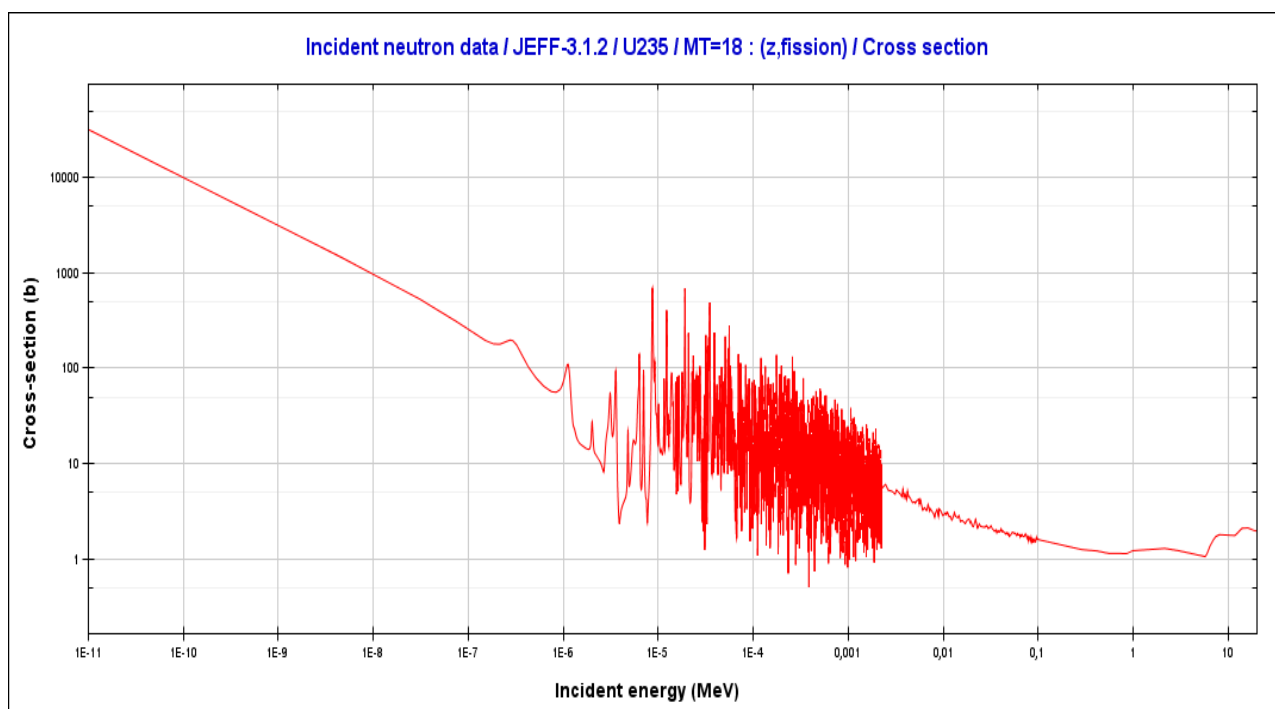
K této reakci dochází excitací terčového jádra na energii větší, než je vazební energie po zasažení neutronem. Jádro se pak rozdělí na dvě části a dva nebo tři volné neutrony. Jev doprovází gama záření. Při jednom štěpení jádra ${}_{92}^{235}\text{U}$ se uvolní relativně značné množství energie (asi 200 MeV) a 2 až 3 uvolněné neutrony umožňují vyvolat další štěpnou reakci.

4.3.2 Pravděpodobnost neutronových jaderných reakcí

Neutron procházející vrstvou látky má schopnost vyvolat některou z jaderných reakcí. Pokud je látka i tok neutronů homogenní, vzniklé reakce lze popsat statisticky a veličinám přiřadit jejich střední hodnoty. Typ jaderné reakce, kterou neutron způsobí, je závislý především na druhu terčového jádra a energii neutronu. Míru pravděpodobnosti, že dojde k určité jaderné reakci, nazýváme *účinný průřez* pro tuto reakci. Účinný průřez pak vztahujeme k pomyslné rovné desce o síle jednoho jádra a ploše 1 m^2 , na kterou kolmo dopadá neutron - pak se nazývá *mikroskopický účinný průřez*. Pojem *makroskopický účinný průřez* vyjadřuje součet mikroskopických účinných průřezů všech jader, která se nacházejí v jednotce objemu.

Protože má mikroskopický účinný průřez vzhledem k rozměrům jádra velmi malou hodnotu (do 10^{-25} m^2), byla pro něj zavedena jednotka 10^{-28} m^2 , dříve nazývaná barn (ve většině literatury se stále používá). Výraz „mikroskopický účinný průřez“ se v odborné literatuře vzhledem ke svému častějšímu výskytu mnohdy zkracuje (v místech, kde nemůže dojít k záměně) na účinný průřez.

V jaderné energetice jsou nejdůležitější účinné průřezy pro absorpci (štěpení + záchyt), pružný a nepružný rozptyl. Zjišťují se pro každou reakci experimentálně. Účinný průřez je závislý nejen na typu částice a jádra, ale výrazně i na energii dopadajícího neutronu. V případě izotopu $^{235}_{92}\text{U}$ je účinný průřez pro štěpení asi 500krát vyšší u tepelných neutronů než u rychlých (odtud plyne potřeba u tepelných reaktorů zpomalovat v moderátoru rychlé neutrony vzniklé při štěpení). Výrazné rozdíly absorpčních průřezů jsou i u izotopů téhož prvku – u izotopu $^{238}_{92}\text{U}$ je účinný průřez pro štěpení tepelnými neutrony prakticky nulový. U většiny těžkých prvků je tento typ průřezu závislý nepřímo úměrně na jejich rychlosti, resp. na odmocnině z jejich kinetické energie, a to především v oblastech nižších energií. Závislost nemá ve většině případů hladký průběh, ale v určitém rozsahu energií vykazuje několik extrémně vysokých špiček zvyšujících účinný průřez pro absorpci o tři až čtyři řády – toto rozmezí se nazývá *rezonanční oblast*. Rezonanční oblast pro štěpení izotopu $^{235}_{92}\text{U}$ je na Obr. 4-3, leží při spodní hranici epitermálních energií neutronů.



Obr. 4-3 Závislost účinného průřezu ^{235}U pro štěpení na energii neutronu[9]

Prochází-li svazek neutronů kolmo homogenním prostředím, jeho hmotnost exponenciálně klesá s tloušťkou vrstvy. Střední vzdálenost, kterou neutron urazí mezi dvěma po sobě následujícími srážkami s jádrem, se nazývá *střední volná dráha* pro rozptyl a značí se λ . Podíl střední logaritmické ztráty energie ξ a střední volné dráhy pro rozptyl λ se nazývá *moderační schopnost*, a je jedním z kvalitativních měřítek moderátoru. Dalším důležitým parametrem moderátoru je *součinitel moderace*, což je podíl moderační schopnosti a makroskopického účinného průřezu pro záchyt. Tento součinitel nejlépe vystihuje kvalitu moderátoru z hlediska neutronové bilance v reaktoru, neboť kromě rychlosti moderace zahrnuje i úbytek počtu neutronů při interakcích.

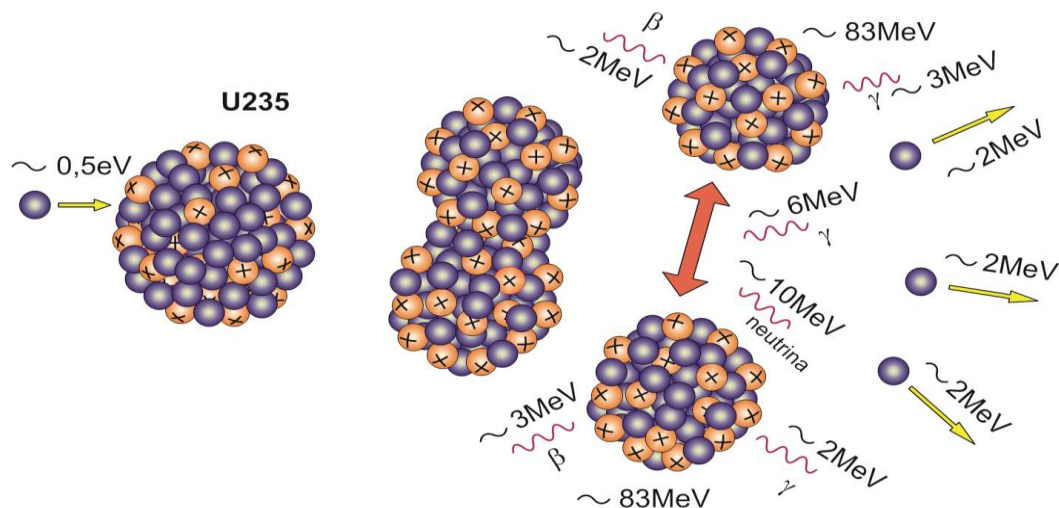
4.3.3 Štěpení jader

Po absorpci neutronu jádrem se zvýší energie nového složeného jádra o kinetickou energii neutronu a o podstatně vyšší energii vazební. Vznikne tím excitační energie, která zvýší oscilace nukleonů. Pokud je tato excitační energie vyšší než energie vazební, nukleony se od sebe čím dál

víc vzdalují a snižují se jaderné síly mezi nimi. Minimální excitační energie potřebná k rozštěpení jádra se nazývá *kritická energie neutronu pro štěpení*.

Nejjednodušší model štěpení vychází z představy kapkového modelu jádra – atomové jádro se při interakci s dopadajícím neutronem deformuje, tj. protáhne, zaškrtní a přemění se na dva odštěpky (fragmenty) nestejných rozměrů. Náznorné zobrazení celého jevu i s energiemi je na Obr. 4-4. Uvolní se při tom dva až tři volné neutrony. Oba fragmenty získají při štěpení určitou kinetickou energii, které je hlavním zdrojem tepelné energie v reaktoru (zhruba 85%).

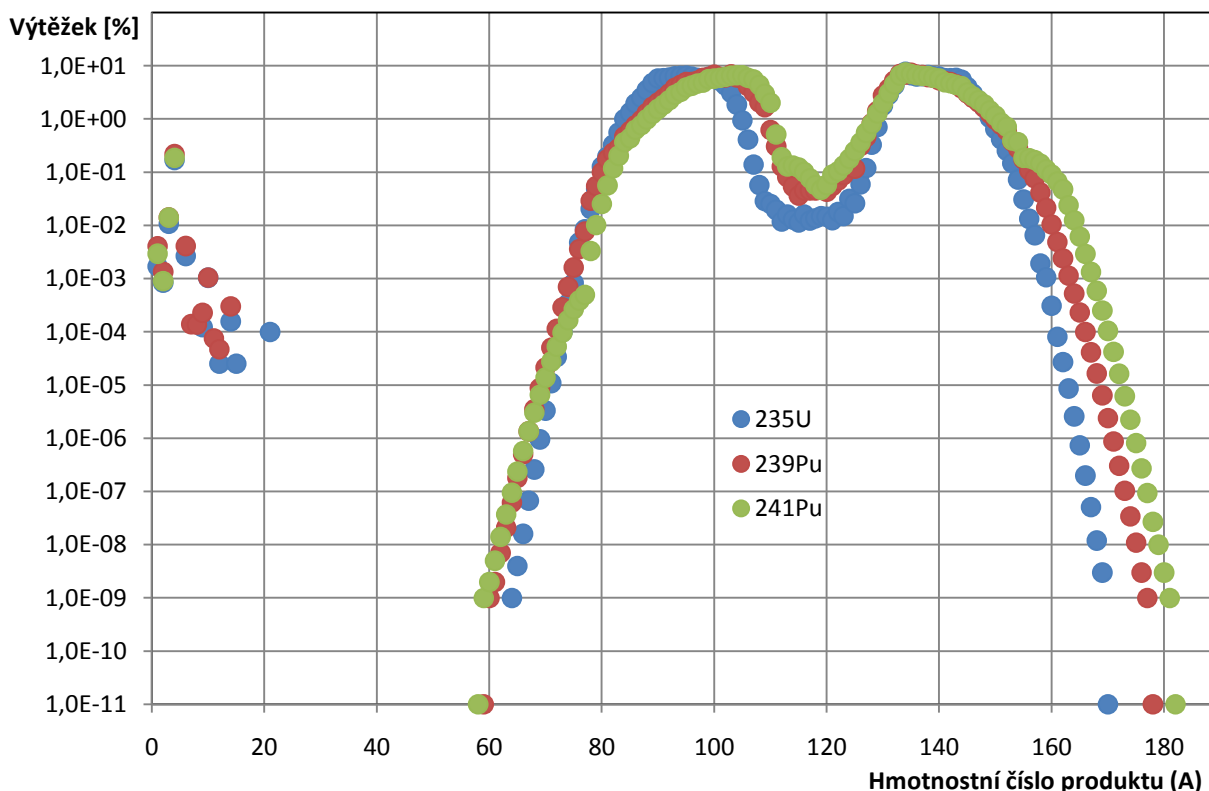
Neutrony vzniklé při štěpení lze rozčlenit na okamžité a zpožděné. *Okamžité neutrony* jsou ony zmíněné dva až tři neutrony uvolňující se ve velmi krátkém časovém intervalu, asi 10^{-14} s po štěpení. Představují více než 99% celkového počtu neutronů vznikajících při štěpení. Střední energie okamžitých neutronů je 2 MeV. Zpožděné neutrony, které představují zbylých asi 0,7% vzniklých neutronů, jsou emitovány některými štěpnými fragmenty (těmi, co mají stále dostatek excitační energie) v horizontu několika minut po štěpení. Jejich střední energie je průměrně 0,5 MeV. Ačkoliv je těchto neutronů málo, mají velký význam pro regulaci reaktoru, neboť prodlužují průměrný život jedné generace všech volných neutronů.



Obr. 4-4 Štěpení jádra ^{235}U s uvedením uvolněných energií [1]

Jak již bylo řečeno v prvním odstavci, nutnou podmínkou pro štěpení je, aby měl neutron kritickou energii pro štěpení nebo vyšší. Např. u izotopů ^{233}U , ^{235}U a ^{239}Pu je kritická energie pro štěpení menší než vazební, proto stačí k jejich rozštěpení i nízká energie tepelných neutronů. Naproti tomu ke štěpení izotopu ^{238}U musí mít neutron kinetickou energii vyšší než 1,5 MeV. Tuto reakci tudíž může vyvolat jen neutron rychlý. Ale jak již bylo zmíněno dříve, účinný průřez pro tuto reakci je velmi nízký, takže k ní téměř nedochází.

Analýzou štěpných produktů uranu byla dokázána jeho transmutace na více než 80 prvků, tzn. že probíhá více jak 40 druhů štěpení. Četnost vzniku nových prvků je však značně nerovnoměrná. S největší pravděpodobností vznikají prvky v oblasti kolem hmotnostních čísel $A = 95$ a 140 , tedy prvky s hmotností asi 40 % a 60 % původní hmotnosti štěpeného prvku. Pravděpodobnost vzniku různých produktů štěpení ^{235}U je na Obr. 4-5. Při štěpné reakci musí samozřejmě platit rovnost mezi počtem neutronů v původním jádře (zvýšeným o jeden neutron aktivující reakci) a počtem neutronů ve fragmentech spolu s počtem volných neutronů uvolněných při štěpení.



Obr. 4-5 Průměrný výtěžek fragmentů ze štěpení vybraných izotopů [9]

4.3.4 Řetězová reakce

V předchozí kapitole bylo popsáno, že při jednom štěpení $^{235}_{92}\text{U}$ se průměrně uvolní 2,43 volných neutronů s energií asi 2 MeV. K udržení řetězové reakce je zapotřebí, aby pro další štěpení zůstal minimálně jeden neutron s energií 1 eV a nižší. Musí se proto snížit energie (rychlost) neutronů o více než 6 řádů, a 40 % jich zachovat pro další štěpné reakce. Zbývajících 60 % neutronů, které se nezúčastní dalších reakcí, je většinou absorbováno v palivu, moderátoru, chladivu, konstrukčních částech a v záměrně instalovaných absorbátorech. Část neutronů unikne z aktivní zóny a už se dále neuplatní. Musí se také brát v úvahu absorpce, po které nenastane štěpná reakce – nazýváme ji parazitní. Její velikost je závislá na mnoha fyzikálních a technicko-provozních parametrech a v zásadě ji nelze během provozu podstatně ovlivňovat. Únik neutronů závisí na uspořádání aktivní zóny, jejich rozměrech i tvaru, popř. na účinnosti reflektoru.

Předpoklad pro udržení řetězové reakce se často vyjadřuje pomocí *multiplikačního činitele* „ k “ (koeficient násobení neutronů). Jde o poměr počtu volných neutronů jedné generace k počtu neutronů předcházející generace. Tento koeficient dále rozlišujeme podle toho, jestli je určen pro nekonečné prostředí, potom jej značíme k_{∞} a používáme uvedený název, nebo pro konečné (reálné) prostředí, kde uvažujeme i únik neutronů ze soustavy, potom jej značíme k_{ef} a nazýváme **efektivní multiplikační činitel**. Z hlediska rozvoje řetězové štěpné reakce mohou nastat následující případy:

- $k_{ef} > 1$ - počet štěpení exponenciálně stoupá a soustava je **nadkritická**
- $k_{ef} = 1$ - počet štěpení se nemění a soustava je **kritická**
- $k_{ef} < 1$ - počet štěpení se exponenciálně snižuje a soustava je **podkritická**

Reaktivita a koeficient reaktivity

V praxi se často používá místo multiplikačního koeficientu jeho poměrná hodnota – *reaktivita*. Ta se značí ρ a je definována jako poměrná hodnota přebytku efektivního multiplikačního činitele vztahem

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}} \quad (4.8)$$

Ze tří zmíněných možných případů je tedy reaktor podkritický pro $\rho < 0$, kritický pro $\rho = 0$ a nadkritický pro $\rho > 0$.

Koeficientem reaktivity nazýváme změnu reaktivity závislou na změně jednoho z parametrů reaktoru a značíme ho $k_{\rho x}$. Parametrem reaktoru se myslí v tomto případě provozní parametr jednotlivých komponent reaktoru – tedy např. teplota paliva, tlak chladiva, teplota moderátoru, apod.

$$k_{\rho x} = \frac{\delta \rho}{\delta x} \quad (4.9)$$

kde x je příslušný parametr reaktoru.

Změny efektivního multiplikačního činitele respektive reaktivity, které nejsou způsobeny záměrně (účelově), tzn. regulačním nebo kompenzačním systémem, mohou být z hlediska kampaně i celé doby provozu reaktoru

- **krátkodobé** – především odezvy na teplotní, tlakové a výkonové změny v normálních provozních tolerancích
- **střednědobé** – zahrnují vliv nerovnovážných otrav reaktoru štěpnými produkty při větších rychlých změnách ve výkonu reaktoru
- **dlouhodobé** – vznikají vyhoříváním paliva a zastruskováním reaktoru.

Všechny tyto nestacionární jevy je nutno brát v úvahu při návrhu konstrukce reaktoru, palivové vsázky a kompenzačních systémů vzhledem k požadavkům na délku kampaně a hloubku vyhoření paliva.

5 VYHOŘÍVÁNÍ JADERNÉHO PALIVA

V předchozích kapitolách byly podrobně vysvětleny všechny hlavní fyzikální jevy způsobující vyhořívání paliva a ostatní děje uvnitř aktivní zóny reaktoru, stejně jako parametry samotného jaderného paliva a jaderných reaktorů. Tato stěžejní část práce se bude zabývat procesem vyhořívání paliva v reaktoru.

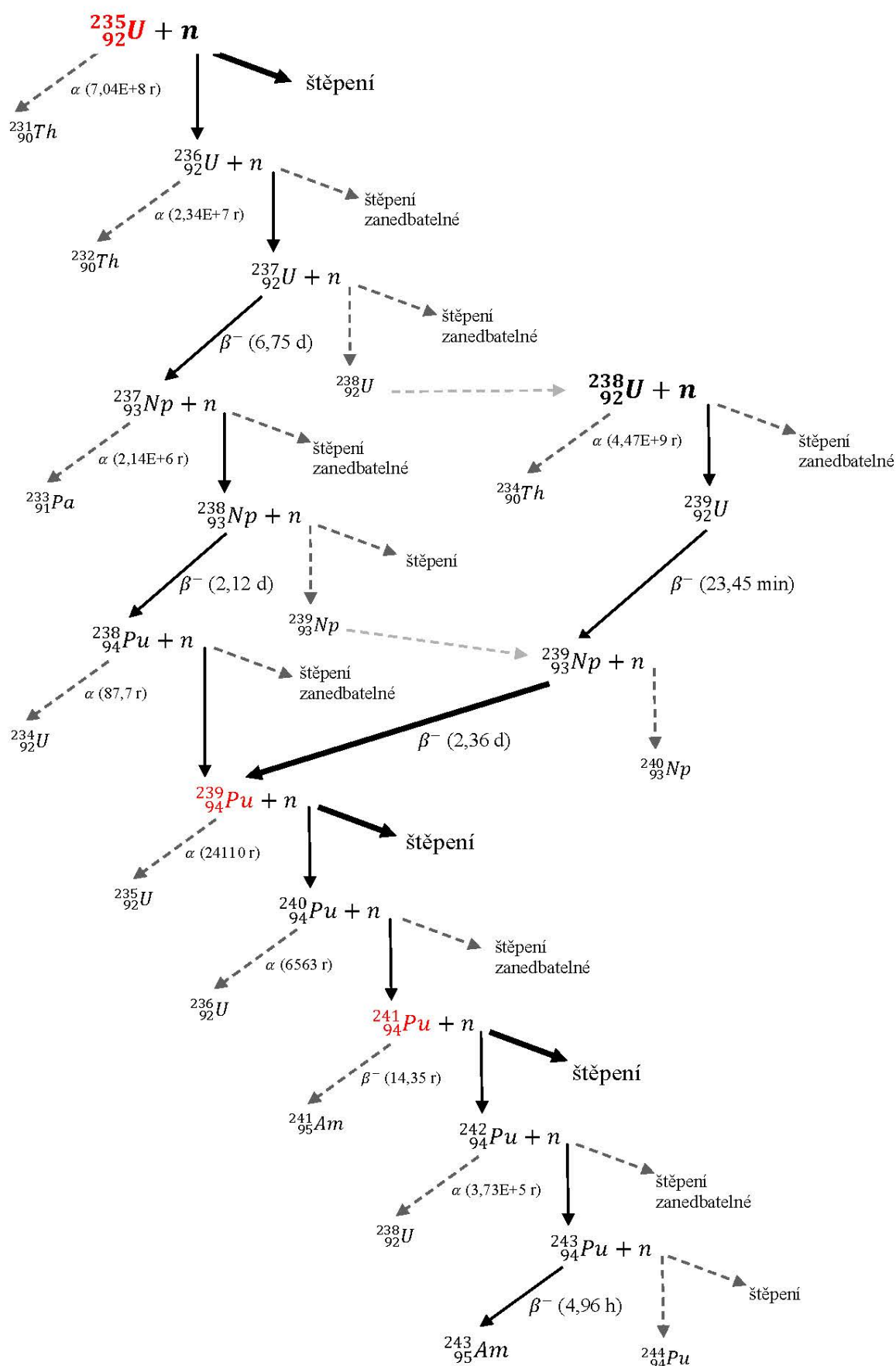
5.1 Procesy probíhající v palivu za provozu

Počáteční uranová vsázka v reaktoru se skládá z nějakého přesně daného poměru izotopů $^{235}_{92}\text{U}$ a $^{238}_{92}\text{U}$. Tyto izotopy se za pak provozu zúčastní různých jaderných reakcí a radioaktivních přeměn, které byly detailně popsány v Kapitole 4. Budeme uvažovat, že tyto počáteční i všechny následně vzniklé izotopy se mohou buď radioaktivně přeměnit, anebo absorbovat neutron, což může vést k jeho zachytu nebo k rozštěpení jádra. Určujícím elementem pro pravděpodobnost radioaktivní přeměny je poločas přeměny daného izotopu, pro zachyt a štěpení je to účinný průřez pro zachyt a štěpení. Přesné hodnoty poločasů přeměn jednotlivých izotopů zjistíme z internetové databáze [10], účinné průřezy pro štěpení a zachyt nalezneme v databázi programu JANIS [9]. V tomto programu se dá pro každý izotop zobrazit závislost účinného průřezu pro danou reakci na energii neutronu vstupujícího do reakce – přesně tak jako na Obr. 4-3. Uvažujeme tzv. jednogrupový model, tj. hodnotu energie neutronů v tepelném reaktoru 0,0253 eV – pro ni už snadno zjistíme ze zobrazených závislostí všechny potřebné účinné průřezy. Všechny hodnoty účinných průřezů jsou přehledně zapsány v Tab. 5-1.

Tab. 5-1 Účinné průřezy vybraných izotopů pro štěpení a zachyt neutronů energie 0,0253 eV [9]

Izotop	Účinný průřez pro tepelné neutrony (0,0253 eV)	
	pro štěpení [10^{-28} m^2]	pro zachyt [10^{-28} m^2]
$^{235}_{92}\text{U}$	584,977	98,683
$^{236}_{92}\text{U}$	0,061	5,297
$^{237}_{92}\text{U}$	1,702	452,300
$^{238}_{92}\text{U}$	0,000027	2,684
$^{237}_{93}\text{Np}$	0,018	181,032
$^{238}_{93}\text{Np}$	2026,965	202,840
$^{239}_{93}\text{Np}$	-	77,016
$^{238}_{94}\text{Pu}$	17,882	540,077
$^{239}_{94}\text{Pu}$	746,995	272,783
$^{240}_{94}\text{Pu}$	0,059	285,840
$^{241}_{94}\text{Pu}$	1012,261	363,028
$^{242}_{94}\text{Pu}$	0,003	18,795
$^{243}_{94}\text{Pu}$	181,407	88,113

S použitím informací popsaných v předchozím odstavci lze sestavit diagram všech důležitých pochodů v palivu a vznik nových prvků (Obr. 5-1). Na tomto diagramu je názorně ukázán způsob, jakým za provozu v palivu vznikají transurany, z nichž největší význam má plutonium. Je bezpochyby na místě demonstrovat myšlenkový postup při sestavování tohoto diagramu, neboť jeho pochopení je klíčové pro další postup vytváření modelu vyhořívání.



Obr. 5-1 Diagram důležitých reakcí a vzniku nových prvků v palivu za provozu

Na začátku řetězce reakcí stojí izotop $^{235}_{92}\text{U}$ – ten, jak již bylo řečeno, se může buď α přeměnou změnit na $^{231}_{90}\text{Th}$, zachytit neutron za vzniku $^{236}_{92}\text{U}$, anebo se rozštěpit. Budeme uvažovat délku palivové kampaně 5 let (což je délka kampaně v Jaderné elektrárně Dukovany) – vzhledem k této době je poločas přeměny $^{235}_{92}\text{U}$ tak velký (704 milionů let), že jeho α přeměnu lze naprosto zanedbat. Zbývají tedy štěpení a záchyt neutronu – zde je potřeba nahlédnout do tabulky účinných průřezů. Účinný průřez pro štěpení je $584,977 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, což je hodnota relativně vysoká, a lze podle ní usoudit, že tato reakce bude probíhat v $^{235}_{92}\text{U}$ nejčastěji – to se také očekává, neboť štěpení $^{235}_{92}\text{U}$ tepelnými neutrony je základní jadernou reakcí, která v reaktoru zabezpečuje uvolňování tepelné energie, a je tudíž snaha, aby k ní docházelo co nejvíce. Výtěžek ze štěpení $^{235}_{92}\text{U}$, tedy pravděpodobnost vzniku různých fragmentů, je na Obr. 4-5. A konečně záchyt neutronu – pro ten je sice hodnota účinného průřezu menší než pro štěpení ($98,683 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$), ale stále dost vysoká na to, aby reakce probíhala – i když s menší frekvencí než štěpení (proto je na diagramu šipka značící štěpení tlustší než ta značící záchyt). Záchytem neutronu na $^{235}_{92}\text{U}$ vzniká $^{236}_{92}\text{U}$ – u tohoto izotopu budeme postupovat naprosto stejně jako u $^{235}_{92}\text{U}$. Je vidět, že poločas přeměny je opět tak velký (23 milionů let), že vzhledem k délce kampaně nebudeme α přeměnu tohoto izotopu vůbec uvažovat. Účinný průřez pro štěpení je tentokrát velice malý – $0,061 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ – takže ho také zanedbáme. Hraniční hodnotu účinného průřezu, pro kterou ještě budeme existenci dané reakce uvažovat, stanovíme orientačně na $1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Pro $^{236}_{92}\text{U}$ budeme tím pádem brát v úvahu pouze záchyt neutronu za vzniku $^{237}_{92}\text{U}$ s účinným průřezem $1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Nyní nastává trochu jiná situace, protože $^{237}_{92}\text{U}$ má oproti dvěma předchozím izotopům uranu velice krátký poločas přeměny – 6,75 dní. Díky tomuto faktu lze bez větší chyby prohlásit, že veškerý $^{237}_{92}\text{U}$ se přemění na $^{237}_{93}\text{Np}$ dříve, než se výraznějším způsobem stačí projevit další reakce (navzdory tomu, že účinný průřez pro štěpení je vysoký). Je jasné, že v reálu se nějaká jádra $^{237}_{92}\text{U}$ štěpit budou, ale bude to jen zanedbatelné množství.

Stejným způsobem bude postupováno u každého izotopu v diagramu a není tedy třeba dále popisovat všechny kroky podrobně. Soustředit se nyní budeme na klíčový bod celého řetězce. Tím je vznik $^{239}_{94}\text{Pu}$ – místo, kde se obě větve potkávají (tak, která začíná $^{235}_{92}\text{U}$, s tou začínající $^{238}_{92}\text{U}$). Je vidět, že i když určité malé procento $^{239}_{94}\text{Pu}$ vzniká i záchytem na $^{238}_{94}\text{Pu}$, a tedy v zásadě z $^{235}_{92}\text{U}$, jeho naprostá většina má původ v $^{238}_{92}\text{U}$ (jak znázorňuje i tlustá šipka vedoucí od $^{239}_{93}\text{Np}$). Izotop $^{238}_{92}\text{U}$ má sice účinný průřez pro záchyt jen $2,684 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, v aktivní zóně je ho ale takové množství, že tato reakce bude stejně probíhat poměrně často. Z vzniklého $^{239}_{92}\text{U}$ dostaneme rychlou dvojitou β^- přeměnou výše zmíněné $^{239}_{94}\text{Pu}$. Poločasy přeměn dvou meziproduktů – $^{239}_{92}\text{U}$ a $^{239}_{93}\text{Np}$ – jsou opět tak krátké, že můžeme zanedbat všechny jejich ostatní úbytky kromě toho přeměnou. $^{239}_{94}\text{Pu}$ je po $^{235}_{92}\text{U}$ další izotop, jehož štěpení se (zvláště v konečné fázi palivové kampaně) významně podílí na tepelném výkonu reaktoru. Další takový je $^{241}_{94}\text{Pu}$ které vzniká dvojitým záchytem neutronu z $^{239}_{94}\text{Pu}$ – jeho příspěvek ale není tak významný. Všechny tři hlavní štěpné izotopy jsou v diagramu vyznačeny červeně. Celý diagram končí neutronovým záchytem na $^{242}_{94}\text{Pu}$ za vzniku $^{243}_{94}\text{Pu}$ a jeho rychlou β^- přeměnou na $^{243}_{95}\text{Am}$. Vznikají samozřejmě i vyšší transurany, ale pouze v menším množství ve srovnání s těmi zobrazenými a jejich vliv se vzhledem k délce kampaně za provozu neprojeví. Některé z nich získají na významu až po vyvezení paliva z reaktoru – nastává např. hromadění některých izotopů curia, které pak mají velký podíl na zbytkové aktivitě paliva (díky relativně malým poločasům přeměny a zanedbatelné pravděpodobnosti spontánního štěpení). Významný izotop $^{242}_{96}\text{Cm}$ vzniká β^- přeměnou $^{241}_{94}\text{Pu}$ na $^{241}_{95}\text{Am}$ (poločas 14 let) a následným záchytem neutronu a rychlou β^- přeměnou (poločas 16 hodin).

5.2 Tvorba modelu dlouhodobé kinetiky

Všechny informace nastíněné v předchozí Kapitole 5.1 je možné využít k tvorbě modelu dlouhodobé kinetiky reaktoru – simulace změny koncentrace původních a vznikajících izotopů. Půjde vlastně o řešení soustavy diferenciálních rovnic, každá sestavená pro jeden konkrétní izotop.

Cílem je pro každý izotop vypočítat závislost počtu jeho částic na čase, tedy

$$N_x = f(t). \quad (5.1)$$

Rovnice pro každý izotop bude obsahovat členy kladné, reprezentující jeho přírůstek, a záporné, které budou mít naopak na svědomí jeho úbytek. Přibývat může izotop radioaktivní přeměnou nebo záchytem neutronu na některém z předcházejících izotopů, ubývat zase svojí radioaktivní přeměnou, záchytem neutronu, anebo štěpením. Přesně tak, jak ilustruje Obr. 5-1. Člen pro změnu koncentrace izotopu vlivem záchytu neutronu bude závislý na aktuálním počtu jader izotopu, účinném průřezu pro záchyt a hustotě neutronového toku – bude tedy nabývat tvaru $\sigma_c^x \cdot N_x(t) \cdot \phi$. Člen pro změnu koncentrace vlivem štěpení bude vypadat úplně stejně, akorát bude samozřejmě obsahovat účinný průřez pro štěpení - $\sigma_f^x \cdot N_x(t) \cdot \phi$. Člen pro změnu koncentrace vlivem radioaktivní přeměny bude závislý na přeměnové konstantě pro daný izotop a opět na aktuálním počtu jeho jader - $\lambda_x \cdot N_x(t)$. S využitím těchto poznatků již můžeme sestavit všechny hledané rovnice:

$$\frac{dN_{U5}(t)}{dt} = -\sigma_f^{U5} N_{U5}(t)\phi - \sigma_c^{U5} N_{U5}(t)\phi \quad (5.2)$$

$$\frac{dN_{U6}(t)}{dt} = +\sigma_c^{U5} N_{U5}(t)\phi - \sigma_c^{U6} N_{U6}(t)\phi \quad (5.3)$$

$$\frac{dN_{U8}(t)}{dt} = -\sigma_c^{U8} N_{U8}(t)\phi \quad (5.4)$$

$$\frac{dN_{N7}(t)}{dt} = +\sigma_c^{U6} N_{U6}(t)\phi - \sigma_c^{N7} N_{N7}(t)\phi \quad (5.5)$$

$$\frac{dN_{P8}(t)}{dt} = +\sigma_c^{N7} N_{N7}(t)\phi - \sigma_c^{P8} N_{P8}(t)\phi \quad (5.6)$$

$$\frac{dN_{P9}(t)}{dt} = +\sigma_c^{U8} N_{U8}(t)\phi + \sigma_c^{P8} N_{P8}(t)\phi - \sigma_c^{P9} N_{P9}(t)\phi - \sigma_f^{P9} N_{P9}(t)\phi \quad (5.7)$$

$$\frac{dN_{P0}(t)}{dt} = +\sigma_c^{P9} N_{P9}(t)\phi - \sigma_c^{P0} N_{P0}(t)\phi \quad (5.8)$$

$$\frac{dN_{P1}(t)}{dt} = +\sigma_c^{P0} N_{P0}(t)\phi - \sigma_c^{P1} N_{P1}(t)\phi - \sigma_c^{P1} N_{P1}(t)\phi - \lambda_{P1} N_{P1}(t) \quad (5.9)$$

$$\frac{dN_{P2}(t)}{dt} = +\sigma_c^{P1} N_{P1}(t)\phi - \sigma_c^{P2} N_{P2}(t)\phi. \quad (5.10)$$

Pro názornost bude $^{235}_{92}\text{U}$ přiřazen index U5, $^{239}_{94}\text{Pu}$ index P9, $^{237}_{93}\text{Np}$ index N7 atd. Za povšimnutí stojí, že některé izotopy v řetězci byly při sestavování rovnic vynechány – předpokládá se totiž, že např. veškeré množství $^{239}_{92}\text{U}$ se přemění na $^{239}_{93}\text{Np}$ a to dále na $^{239}_{94}\text{Pu}$. Do rovnice tedy není třeba tyto izotopy psát a rovnou lze počítat s tím, že záchytem neutronu na $^{238}_{92}\text{U}$ vzniká $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Nyní jsou tedy sestaveny rovnice pro všechny potřebné izotopy. Hlavním bodem zájmu bude především vznik plutonia a vývoj jeho koncentrace v palivu, takže není potřeba pokračovat dál a sestavovat rovnici i pro americium. Tato soustava devíti diferenciálních rovnic je lineární a dá se tudíž řešit analyticky. Jako počáteční podmínka bude v soustavě vystupovat počáteční obohacení paliva – bude zvoleno současné střední obohacení v Elektrárně Dukovany, což je 4,38 % $^{235}_{92}\text{U}$. Celé řešení bude vztaženo k 1 kg paliva, je tedy nutno obohacení přepočítat na počet částic $^{235}_{92}\text{U}$ v 1 kg počáteční vsázky. Dalo by se počítat i s hmotností celé palivové vsázky, hledaným výsledkem jsou ale průběhy změn koncentrace izotopů a poměry mezi nimi, které s celkovou hmotností paliva nesouvisí – výpočet pro 1 kg bude v našem případě jednodušší i názornější. Obohacení 4,38% se přepočítá na počet částic $^{235}_{92}\text{U}$ podle vztahu

$$N_{U5} = \frac{m_{U5}}{m_u \cdot A_{rU5}}, \quad (5.11)$$

kde m_{U5} je hmotnost $^{235}_{92}\text{U}$ (tedy 4,38 % z 1 kg), A_{rU5} je relativní atomová hmotnost uranu a m_u je atomová hmotnostní konstanta. Stejný výpočet bude proveden i pro $^{238}_{92}\text{U}$, samozřejmě s příslušnou relativní atomovou hmotností a hmotností izotopu (což je v tomto případě zbylých 95,62 % z 1 kg). Tímto jsou počáteční podmínky stanoveny – všechny ostatní izotopy mají počáteční koncentrace nulové. Konstanty v rovnicích budou vyplněny následovně – za všechny účinné průřezy se dosadí z Tab. 5-1, přeměnová konstanta λ_{p1} se spočítá ze známého poločasu přeměny podle jednoduchého vztahu (4.6) a pro neutronový tok se zvolí obvyklá hodnota $\phi = 10^{17} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Tímto je celá soustava rovnic připravena k řešení.

Celý výpočet bude proveden v programu MAPLE 14, neboť nabízí široké možnosti práce s diferenciálními rovnicemi i s grafy a celkově má jednoduché a přehledné uživatelské rozhraní. MAPLE spočítá celou soustavu rovnic a jako výsledek vypíše počty částic všech izotopů na konci kampaně (tedy po uplynutí 5 let). Tyto hodnoty je potřeba přepočítat podle vztahu (5.11) opět na procentuální zastoupení v 1 kg paliva. Výsledek tohoto prvotního výpočtu je přehledně zobrazen v Tab. 5-2.

Tyto výsledné hodnoty je nyní nutné porovnat s již známými parametry skutečného vyhořelého paliva, jež jsou zjednodušeně znázorněny na Obr. 3-3. Podíl hlavního štěpného izotopu $^{235}_{92}\text{U}$ by se měl snížit na 1 %, čemuž se modelový výsledek 1,5 % velmi blíží – zvláště pokud se vezme v úvahu, že zde uvažované obohacení je více než 4 %. Zastoupení $^{238}_{92}\text{U}$ by se příliš snížit nemělo, jen o nějaké 3 % na konečných 93 % - v tomto případě už výsledek pokulhává více, neboť udává snížení o pouhé 0,4 %. Co se ale očekáváním vymyká nejvíce je podíl plutonia jen necelých 0,3 % a štěpných a odpadních produktů 2,6 %, místo předpokládaných 1 % plutonia a 5 % produktů. Je tedy rozhodně na místě provést rozbor chyb a nepřesností zvoleného způsobu výpočtu.

Uvedený model dlouhodobé kinetiky je velice zjednodušený. V reálných reaktorech je situace podstatně složitější. Největším zjednodušením je zde to, že se počítá s jednogrupovým modelem. Dále se např. nebere v úvahu účinek štěpných produktů – tedy zastruskování paliva (a z něho plynoucí snížení účinných průřezů pro určité reakce), neuvažuje se také vysoké vyhoření paliva a tím vliv izotopů za $^{242}_{94}\text{Pu}$, zanedbávají se i výkonové a teplotní koeficienty či optimalizace vsázek. Další jev, který ovlivní především koncentrace izotopů plutonia, je záchyt na $^{240}_{94}\text{Pu}$ s výraznou rezonancí při 1 eV – ale vzhledem k tomu, že pravděpodobnost tohoto rezonančního zachytu závisí na množství jader $^{240}_{94}\text{Pu}$, soustava rovnic (5.2) až (5.10) by se tím stala nelineární a nebylo by již možné ji řešit analyticky.

Tab. 5-2 Počáteční a konečné zastoupení izotopů v 1 kg paliva (prvotní výpočet)

Izotop	Počáteční zastoupení v 1kg paliva		Konečné zastoupení v 1kg paliva	
	počet jader [-]	podíl na hmotnosti [%]	počet jader [-]	podíl na hmotnosti [%]
$^{235}_{92}\text{U}$	1,122E+23	4,38	3,82E+22	1,4906
$^{236}_{92}\text{U}$	0	0	1,06E+22	0,4168
$^{238}_{92}\text{U}$	2,419E+24	95,62	2,41E+24	95,2164
$^{237}_{93}\text{Np}$	0	0	4,73E+19	0,0019
$^{238}_{94}\text{Pu}$	0	0	4,05E+18	0,0002
$^{239}_{94}\text{Pu}$	0	0	5,08E+21	0,2015
$^{240}_{94}\text{Pu}$	0	0	1,17E+21	0,0466
$^{241}_{94}\text{Pu}$	0	0	1,18E+20	0,0047
$^{242}_{94}\text{Pu}$	0	0	2,07E+19	0,0008
ostatní	0	0	-	2,6206

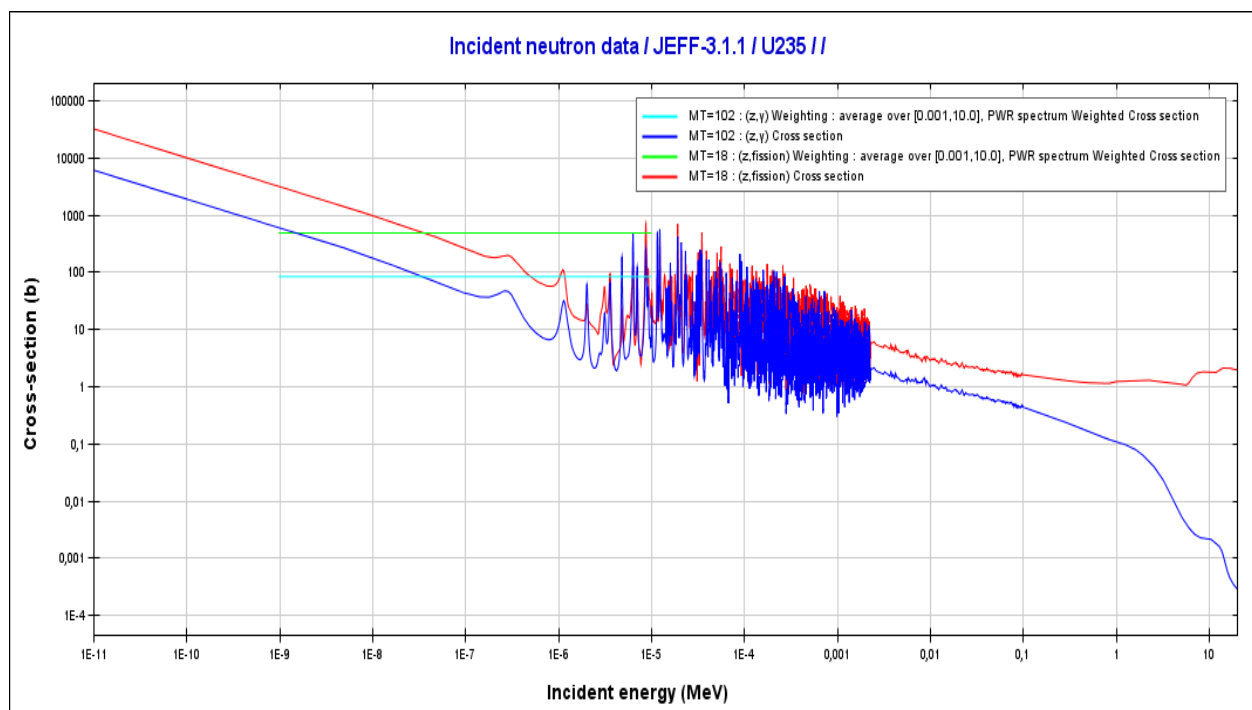
Existují ale i zjednodušení, která se dají drobnými změnami v modelu do určité míry eliminovat a výrazně tak zvýšit jeho přesnost. Hustota neutronového toku ϕ není v průběhu kampaně konstantní, ale mění se jak v krátkodobém horizontu v důsledku regulace reaktoru, tak vlivem zastruskování paliva v horizontu dlouhodobém. Nelze sice určit přesný předpis pro její změnu v průběhu kampaně, je ale možné zpřesnit její hodnotu. K tomu se dá použít jednoduchý vztah

$$P = \phi \cdot \Sigma_f \cdot E_{1f} \cdot V_f, \quad (5.12)$$

kde P je tepelný výkon reaktoru, Σ_f je makroskopický účinný průřez pro štěpení, E_{1f} je využitelná energie uvolněná na jedno štěpení a V_f je objem štěpitelného izotopu. Vzhledem k tomu, že i řada dalších hodnot a konstant byla použita z parametrů Jaderné elektrárny Dukovany s reaktory VVER 440, bude tak provedeno i zde. Tepelný výkon reaktoru bude tedy 1444 MW a hmotnost palivové vsázky 42 tun. Z této hmotnosti, hustoty $^{235}_{92}\text{U}$ a obohacení se snadno spočítá štěpitelný objem, makroskopický účinný průřez pro štěpení se získá vynásobením účinného průřezu pro štěpení počátečním počtem jader $^{235}_{92}\text{U}$. Z Kapitoly 4 je již známo, že průměrná energie uvolněná na jedno štěpení je 200 MeV – zde se uvažuje využitelná $E_{1f} = 190$ MeV (odečte se energie vzniklých neutrin, která není využitelná). Ze všech těchto hodnot se získá nová, přesnější hodnota pro hustotu neutronového toku $\phi = 1,6428 \cdot 10^{17}$. Opticky se sice příliš neliší od původně zvolené hodnoty, ale v případě neutronového toku způsobí i malá změna znatelný rozdíl ve výsledku.

Další hodnota, kterou lze zpřesnit, je účinný průřez. Ten je, jak již bylo několikrát zmíněno, závislý na energii neutronu vstupujícího do dané reakce. V prvotním výpočtu se totiž objevují hodnoty pouze pro jednu energii – 0,0253 eV (jednogrupový model). Tato hodnota je sice střední energie neutronů v tepelném tlakovodním reaktoru, jaderných reakcí se ale v reálu účastní neutrony o celé škále energií, pro které je účinný průřez pro štěpení a zachyt odlišný. Vliv těchto neutronů o jiných energiích se dá obsáhnout tak, že se vypočte vážený průměr účinných průřezů pro štěpení i zachyt všech hledaných izotopů na intervalu zvoleném rovnoměrně kolem střední hodnoty energie. Tento výpočet se dá jednoduše provést v programu JANIS – zvolí se interval od

0,001 do 10 eV, specifické hodnoty neutronového spektra tlakovodních reaktorů (známé z [12]) a program už sám spočítá potřebné vážené průměry účinných průřezů. Výsledek pro $^{235}_{92}\text{U}$ je zobrazen na Obr. 5-2.



Obr. 5-2 Výpočet vážených průměrů účinných průřezů pro štěpení a zachyt izotopu $^{235}_{92}\text{U}$ (světle modrá čára pro zachyt, zelená pro štěpení) [9]

Tento postup se opakuje pro všechny zúčastněné izotopy – výsledné hodnoty, které budou použity pro následný výpočet, jsou opět přehledně vyneseny do Tab. 5-3.

Tab. 5-3 Vážený průměr účinných průřezů vybraných izotopů pro zachyt a štěpení v rozmezí energie neutronů 0,001 – 10 eV [9]

Izotop	Střední vážená hodnota účinného průřezu v rozmezí energií neutronů 0,001 - 10 eV	
	pro štěpení [10^{-28} m^2]	pro zachyt [10^{-28} m^2]
$^{235}_{92}\text{U}$	473,589	81,702
$^{236}_{92}\text{U}$	0,115	9,833
$^{237}_{92}\text{U}$	1,736	381,923
$^{238}_{92}\text{U}$	0,000023	4,792
$^{237}_{93}\text{Np}$	0,015	160,402
$^{238}_{93}\text{Np}$	1669,346	167,189
$^{239}_{93}\text{Np}$	-	67,174
$^{238}_{94}\text{Pu}$	14,142	426,202
$^{239}_{94}\text{Pu}$	668,070	271,641
$^{240}_{94}\text{Pu}$	0,097	408,923
$^{241}_{94}\text{Pu}$	884,830	312,962
$^{242}_{94}\text{Pu}$	0,004	37,071
$^{243}_{94}\text{Pu}$	156,777	76,170

Další jev, který nebyl v prvotním výpočtu uvažován a který má velký vliv především na množství vznikajícího plutonia, je rezonanční záchyt rychlých neutronů ze štěpení na $^{238}_{92}\text{U}$. Počítalo se s klasickým případem, kdy se rychlé neutrony, které vzniknou při štěpení hlavních štěpných izotopů ($^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ a $^{241}_{94}\text{Pu}$), nejprve zpomalí v moderátoru na tepelné neutrony, a teprve pak se zúčastní dalších reakcí. Relativně často se ale stává, že rychlé neutrony vylétující ze štěpné reakce moderátoru nedosáhnou a jsou rezonančně zachyceny v $^{238}_{92}\text{U}$. Vliv tohoto jevu se obsáhne přidáním dalšího členu do rovnice (5.7) – upravená rovnice bude vypadat

$$\frac{dN_{P9}(t)}{dt} = +\sigma_c^{U8}N_{U8}(t)\phi + \sigma_c^{P8}N_{P8}(t)\phi - \sigma_c^{P9}N_{P9}(t)\phi - \sigma_f^{P9}N_{P9}(t)\phi + \varepsilon(p-1)(\nu_{U5}\sigma_f^{U5}N_{U5}(t) - \nu_{P9}\sigma_f^{P9}N_{P9}(t))\phi, \quad (5.13)$$

kde ε je multiplikační činitel rychlých neutronů (poměr úhrnného počtu rychlých neutronů, které vznikly při štěpení neutrony všech energií, a počtu neutronů, které vznikly při štěpení pouze tepelnými neutrony), p je pravděpodobnost úniku rezonanční absorpci (tedy pravděpodobnost toho, že neutron projde oblastí rezonanční energie, aniž by byl zachycen) a ν je počet neutronů uvolněných při jednom štěpení. Jak je vidět v závorce nového členu rovnice, je uvažován vliv neutronů ze štěpení $^{235}_{92}\text{U}$ a $^{239}_{94}\text{Pu}$ - bylo by jistě na místě uvažovat i vliv neutronů ze štěpení $^{241}_{94}\text{Pu}$, jenomže tím by se soustava rovnic stala nelineární a nedala by se tudíž řešit analyticky (počet jader $^{239}_{94}\text{Pu}$ by závisel na počtu jader $^{241}_{94}\text{Pu}$, ten se ale opět počítá z $^{239}_{94}\text{Pu}$). Pro nové veličiny budou zvoleny obvyklé hodnoty $\varepsilon = 1,03$, $p = 0,85$, $\nu_{U5} = 2,43$, $\nu_{P9} = 2,93$.

Po aplikování všech těchto úprav může být v programu MAPLE 14 proveden nový výpočet. Výsledné koncentrace izotopů jsou opět přehledně vyneseny do Tab. 5-4.

Tab. 5-4 Počáteční a konečné zastoupení izotopů v 1 kg paliva (druhý zpřesňující výpočet)

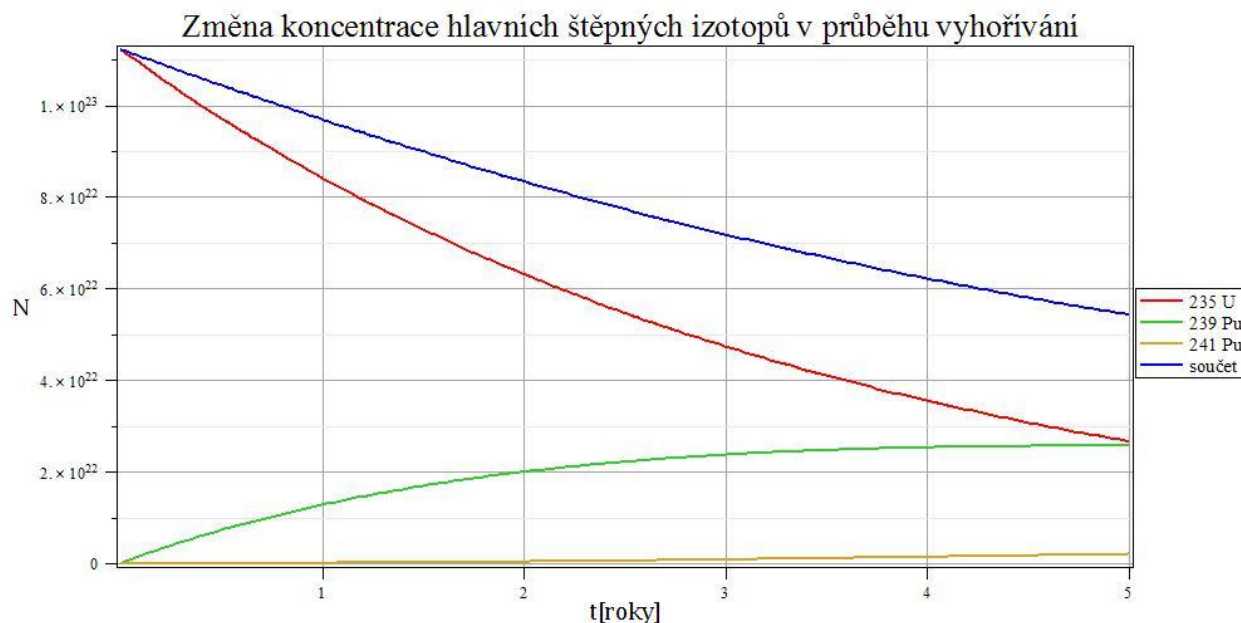
Izotop	Počáteční zastoupení v 1kg paliva		Konečné zastoupení v 1kg paliva	
	počet jader [-]	podíl na hmotnosti [%]	počet jader [-]	podíl na hmotnosti [%]
$^{235}_{92}\text{U}$	1,122E+23	4,38	2,66E+22	1,0384
$^{236}_{92}\text{U}$	0	0	1,24E+22	0,4860
$^{238}_{92}\text{U}$	2,419E+24	95,62	2,39E+24	94,4397
$^{237}_{93}\text{Np}$	0	0	1,69E+20	0,0066
$^{238}_{94}\text{Pu}$	0	0	2,05E+19	0,0008
$^{239}_{94}\text{Pu}$	0	0	2,56E+22	1,0176
$^{240}_{94}\text{Pu}$	0	0	9,12E+21	0,3636
$^{241}_{94}\text{Pu}$	0	0	2,00E+21	0,0800
$^{242}_{94}\text{Pu}$	0	0	5,60E+20	0,0225
ostatní	0	0	-	2,5448

Z tabulky je vidět, že výsledky se změnilы příznivým směrem, a tím pádem více odpovídají reálným parametrům vyhořelého paliva. Důležitá je především změna v koncentraci plutonia, která je v tomto případě necelé 1,5 % na konci kampaně. Pořád jsou tu sice jisté odchylky od skutečných parametrů vyhořelého jaderného paliva, ke kterým byla snaha se co nejvíce přiblížit (např. u podílu štěpných produktů – jen 2,5 % místo očekávaných 5 %), tyto chyby se však

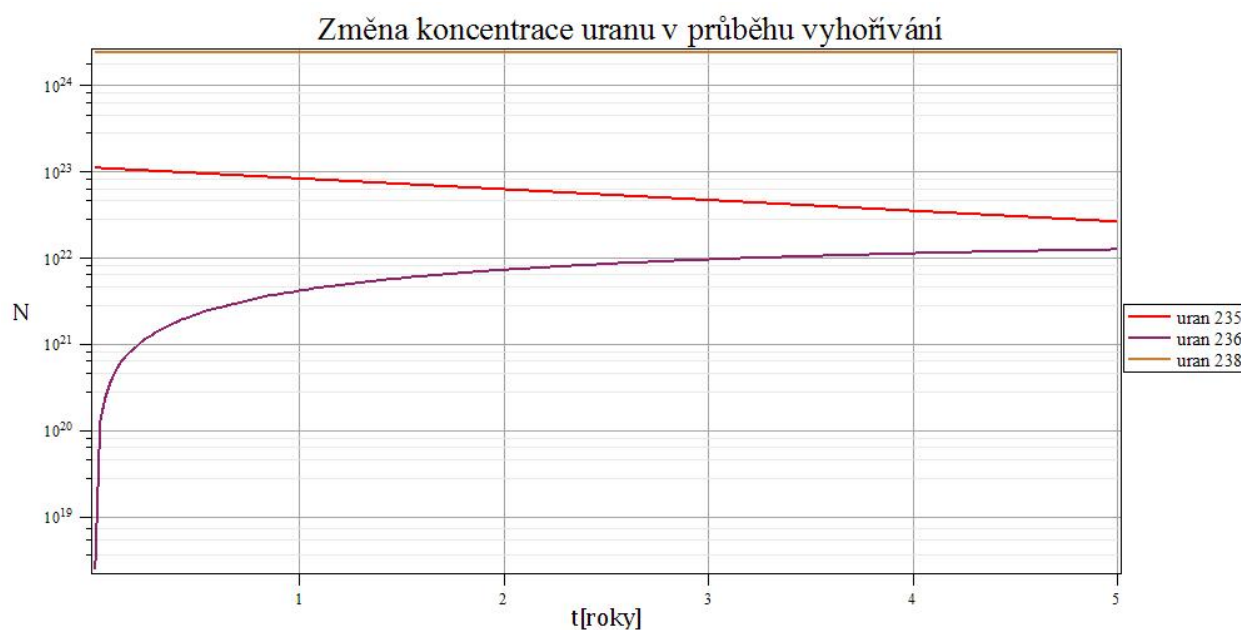
můžou připisat na vrub některým z výše zmíněných vlivů a okolností, které nelze v tomto zjednodušeném modelu postihnout. Nyní se už může přikročit k podrobnější analýze vypočtených výsledků.

5.3 Vypočtené parametry vyhořelého jaderného paliva

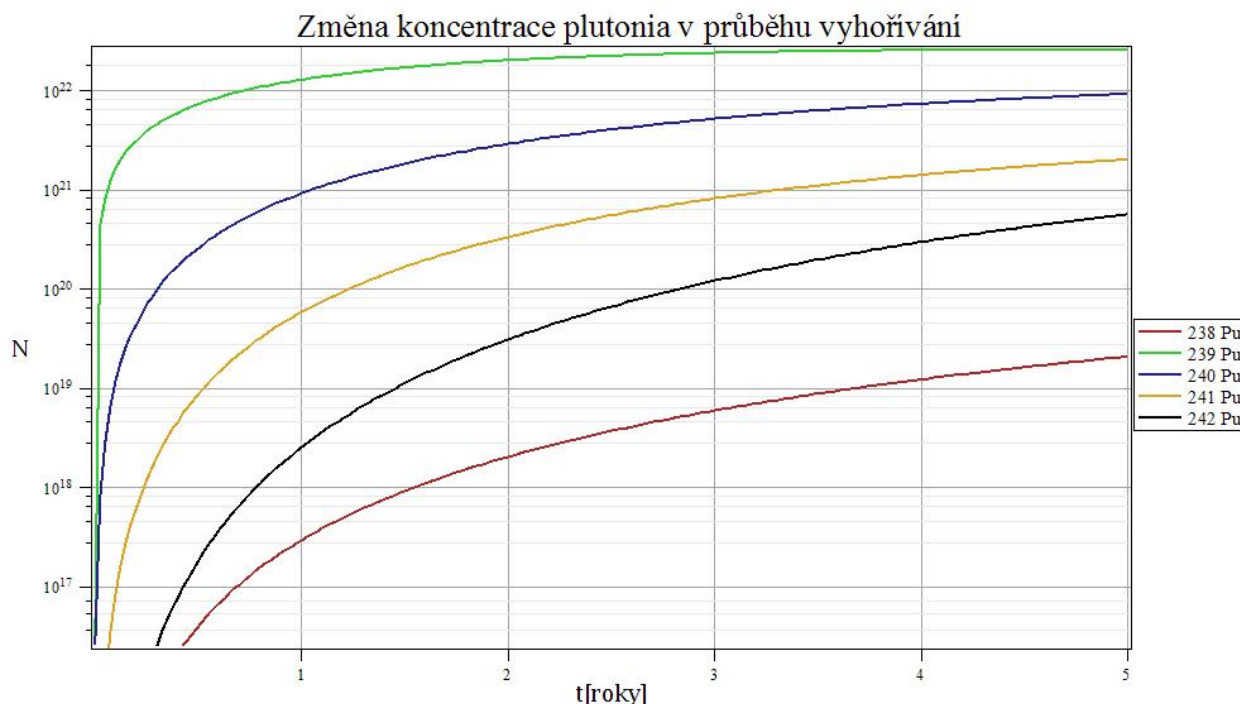
Z hotového matematického modelu dlouhodobé kinetiky v programu MAPLE 14 se dají vyexportovat časové závislosti koncentrace všech zúčastněných izotopů. Ve středu zájmu bude především změna koncentrace uranu a plutonia.



Obr. 5-3 Časová závislost změny koncentrace tří hlavních štěpných izotopů v průběhu kampaně



Obr. 5-4 Časová závislost změny koncentrace izotopů uranu v průběhu kampaně



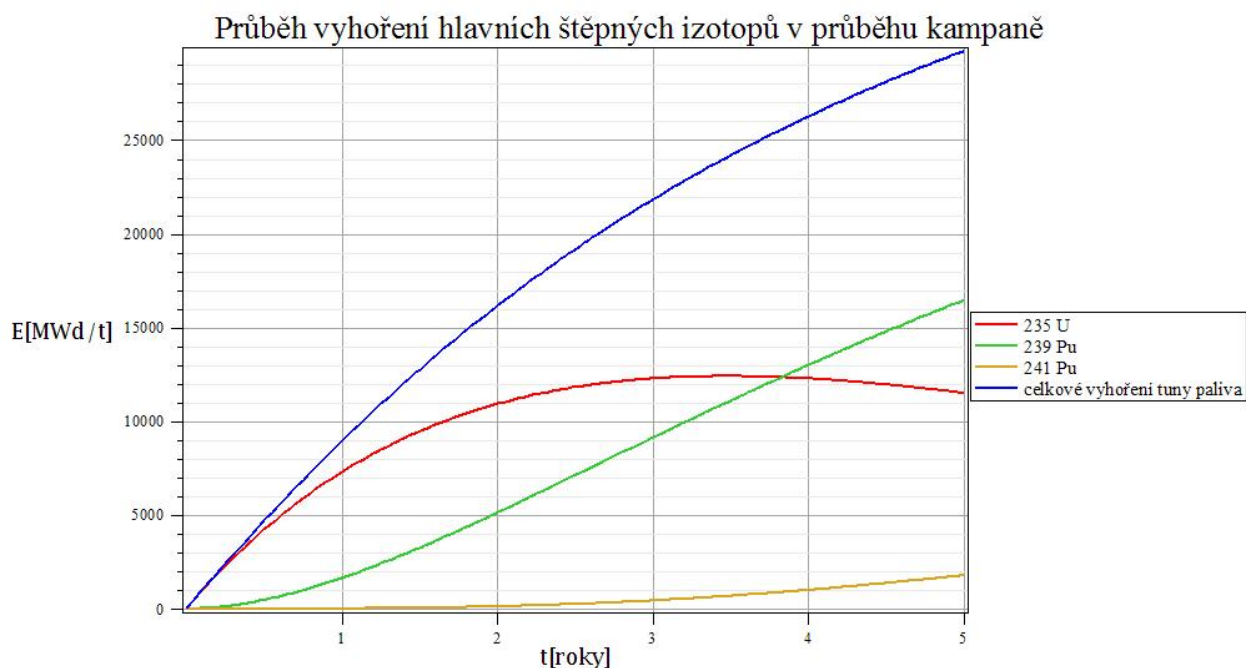
Obr. 5-5 Časová závislost změny koncentrace izotopů plutonia v průběhu kampaně

Grafy na Obr. 5-4 a Obr. 5-5 jsou pro větší přehlednost zobrazeny v logaritmickém měřítku, aby byly vidět i změny koncentrace prvků s menším procentuálním zastoupením. Je určitě na místě podívat se nyní na všechny průběhy podrobněji. Jako hlavní štěpný izotop $^{235}_{92}\text{U}$ exponenciálně klesá, jak se jeho štěpením postupně během kampaně uvolňuje energie. Jeho úbytek není ničím zpomalen, jelikož tento izotop není produktem žádné z probíhajících reakcí. Podíl $^{236}_{92}\text{U}$ nejprve prudce stoupá v důsledku zachytu neutronu na $^{235}_{92}\text{U}$, postupně se zpomalí v důsledku rostoucího počtu jader, které se v důsledku dalšího zachytu mění na $^{237}_{92}\text{U}$. Množství $^{238}_{92}\text{U}$ klesá také, ale ve srovnání s ostatními izotopy je tato změna zanedbatelná, a v logaritmickém měřítku se zobrazí jako přímka. Co se týče plutonia, všechny jeho izotopy mají podobné časové průběhy, jen s jinou strmostí – nejméně vzniká $^{238}_{94}\text{Pu}$, jelikož jeho vznik vede z $^{235}_{92}\text{U}$ přes celou řadu reakcí s relativně malým účinným průřezem. Nejvíce naopak během kampaně přibude $^{239}_{94}\text{Pu}$, které (jak bylo vysvětleno dříve) vzniká vlastně přímo zachytem na $^{238}_{92}\text{U}$, a toho je v aktivní zóně největší množství. Ostatní izotopy plutonia, jejichž původ se odvíjí od $^{239}_{94}\text{Pu}$, vznikají v odstupňovaně menším množství v návaznosti na to, kolik zachytů musí mezi nimi a $^{239}_{94}\text{Pu}$ proběhnout. Nárůsty koncentrací jsou v případě $^{239}_{94}\text{Pu}$ a $^{241}_{94}\text{Pu}$ navíc zpomaleny jejich úbytkem při štěpení. Jak je vidět na Obr. 5-3, celkový úbytek štěpitelného materiálu v palivu (daný hlavně ze začátku úbytkem $^{235}_{92}\text{U}$) se postupem času zpomaluje vznikem štěpitelných izotopů plutonia, až se na závěr kampaně počet jader $^{235}_{92}\text{U}$ a $^{239}_{94}\text{Pu}$ s příspěvkem $^{241}_{94}\text{Pu}$ vyrovná.

Pro zajímavost se dají do grafů vynést podíly jednotlivých štěpných izotopů na výkonu reaktoru a celkové vyhoření tuny paliva - Obr. 5-6 a Obr. 5-7. Závislost pro výkon se získá jednoduchou implementací vztahu (5.12) pro hmotnost palivové vsázky 42 tun, pro vyhoření se jen vynásobí získaná závislost pro výkon časem a vhodně se upraví jednotky.



Obr. 5-6 Časová závislost příspěvků hlavních štěpných izotopů ^{235}U , ^{239}Pu , a ^{241}Pu k výkonu reaktoru v průběhu kampaně



Obr. 5-7 Časový průběh vyhoření, tedy energie získané z jedné tuny paliva štěpením ^{235}U , ^{239}Pu , a ^{241}Pu během kampaně

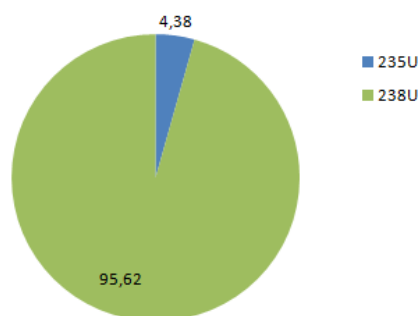
Již od prvního pohledu na Obr. 5-6 je jasné, že tyto grafy nemají přílišnou reálnou vypovídající hodnotu. Zde se všechny zjednodušující faktory modelu projeví pravděpodobně nejvíce - ve skutečnosti samozřejmě nebude nikdy výkon reaktoru v průběhu kampaně klesat (natož takhle dramaticky), nýbrž bude udržován regulačními mechanismy (regulační tyče, kyselina boritá, vyhořívající absorbátory) na konstantní hodnotě – v našem případě na 1444 MW (pro dukovanský reaktor VVER 440), čemuž se grafu blíží pouze počátek závislosti. Tím pádem i konečné vyhoření nebude 30000 MWd/tU, jak zobrazuje Obr. 5-7, ale bude se více blížit reálné,

v současnosti dosahované hodnotě 45000 MWd/tU. Vypočtený klesající průběh je především důsledkem uvažované konstantní hodnoty hustoty neutronového toku (v reálné kampani se kompenzuje reaktivita a hustota toku roste) a zanedbání regulačních mechanismů (zmíněno výše). Oba grafy ale obstojně poslouží pro vytvoření představy, jak se na výkonu reaktoru podílí různé štěpné izotopy. Názorně vidíme, že v průběhu vyhořívání klesá podíl $^{235}_{92}\text{U}$ a postupně ho nahrazuje plutonium, až v konečné fázi kampaně reaktor „jede“ z větší části na plutonium, než na uran. To je další důkaz toho, jak důležitý je pro jadernou energetiku vznik plutonia během provozu reaktoru a kolik energie se dá získat jeho využitím.

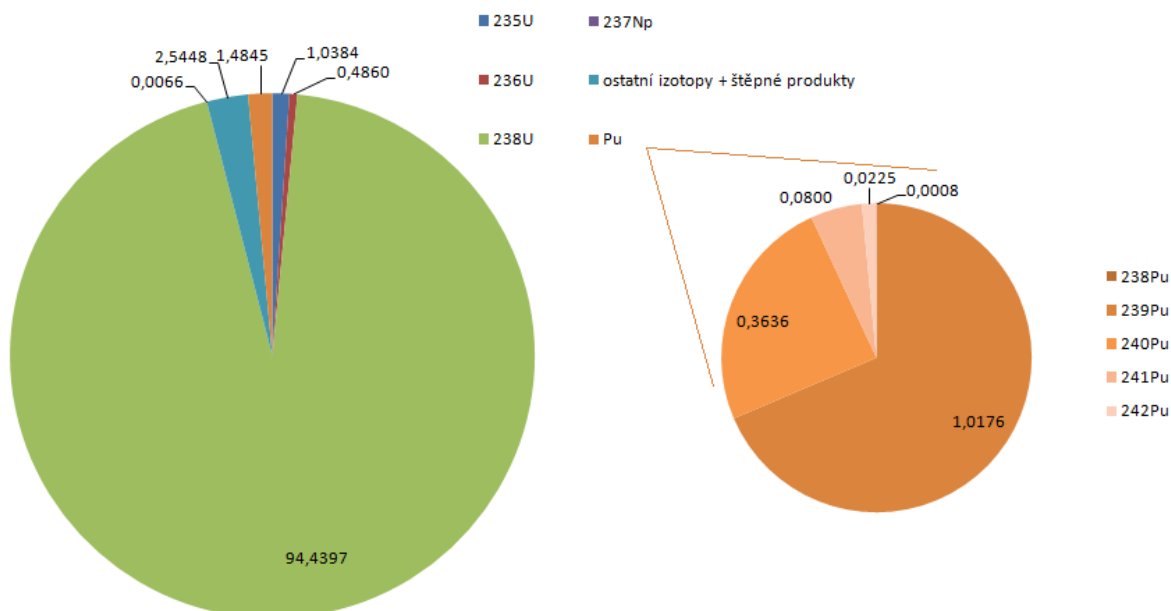
Pro ucelenou analýzu výsledků bude zobrazen ještě jeden graf, který vychází z Tab. 5-4. Je na Obr. 5-8 a ilustruje rozdíl mezi složením čerstvého a vyhořelého paliva. Bude použit později pro srovnání s palivem MOX.

Hotový model v programu MAPLE 14 včetně všech doplňujících výpočtů a grafů je součástí přílohy digitální verze této práce.

Počáteční složení



Konečné složení



Obr. 5-8 Rozdíl ve složení čerstvého a vyhořelého klasického UO_2 paliva

5.4 Srovnání paliv UO_2 a MOX

Sestrojený model se dá bez větších úprav použít i pro výpočet vyhořívání paliva MOX. Jsou tu samozřejmě rozdíly oproti kampani s klasickým UO_2 palivem, např. více se zde projeví vliv vyšších transuranů následujících za izotopy plutonia, hustota neutronového toku bude vyšší apod. Pro potřeby této práce (vytvoření si fyzikální představy) ale postačí stejný model, který byl použit pro výpočet UO_2 paliva, pouze se změnou počátečních podmínek – tedy složení čerstvého paliva. Parametry paliva MOX byly v základních rysech zmíněny v Kapitole 3.3, na základě těchto informací budou nyní zvoleny přesné hodnoty, které je potřeba zadat do modelu. Bude počítáno se středním obohacením komerčního MOX paliva 9,5 %, z čehož jsou asi dvě třetiny štěpitelné – přesné složení plutoniového vektoru se tudíž zvolí $^{238}_{94}\text{Pu} = 2\%$, $^{239}_{94}\text{Pu} = 53\%$, $^{240}_{94}\text{Pu} = 24\%$, $^{241}_{94}\text{Pu} = 15\%$, $^{242}_{94}\text{Pu} = 6\%$. Zbytek tvoří ochuzený uran, jehož obvyklý obsah $^{235}_{92}\text{U}$ je 0,2 %, na $^{238}_{92}\text{U}$ tedy vychází zbylých 90,3 %. Toto procentuální zastoupení se přepočítá podle vztahu (5.11) na počty jader a zadá se jako počáteční podmínka do modelu.

Výsledek vypočtený modelem je opět přehledně vložen do Tab. 5-5. Vypočtené hodnoty jsou bezpochyby příznivé, neboť se velice blíží očekávaným hodnotám podle Obr. 3-4. Ten sice udává počáteční obsah plutonia jen 7 %, v rámci dříve deklarované přesnosti uvažovaného modelu to ale nehraje větší roli. Obsah štěpných produktů ve vyhořelém palivu je 5,2 %, zbylého plutonia 5,5 %, z čehož asi polovina je štěpitelná.

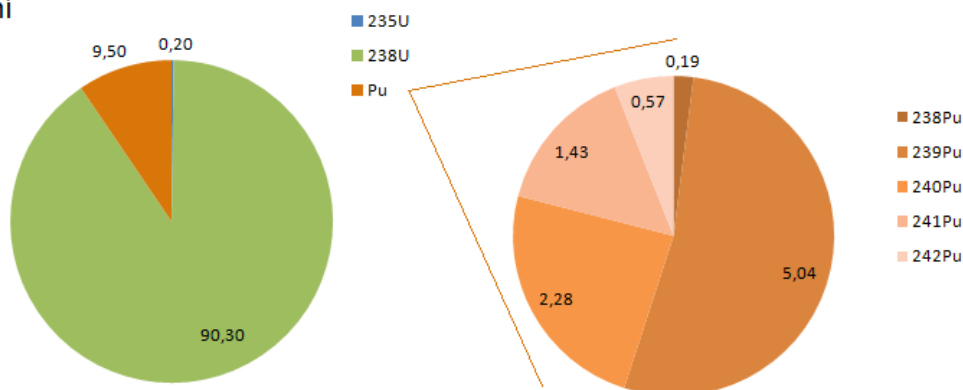
Tab. 5-5 Počáteční a konečné zastoupení izotopů v 1 kg paliva MOX

Izotop	Počáteční zastoupení v 1kg paliva		Konečné zastoupení v 1kg paliva	
	počet jader [-]	podíl na hmotnosti [%]	počet jader [-]	podíl na hmotnosti [%]
$^{235}_{92}\text{U}$	5,124E+21	0,20	1,21E+21	0,0474
$^{236}_{92}\text{U}$	0	0	5,66E+20	0,0222
$^{238}_{92}\text{U}$	2,285E+24	90,30	2,26E+24	89,1854
$^{237}_{93}\text{Np}$	0	0	7,71E+18	0,0003
$^{238}_{94}\text{Pu}$	4,808E+21	0,19	1,59E+21	0,0630
$^{239}_{94}\text{Pu}$	1,269E+23	5,04	4,00E+22	1,5857
$^{240}_{94}\text{Pu}$	5,721E+22	2,28	4,82E+22	1,9206
$^{241}_{94}\text{Pu}$	3,561E+22	1,43	1,76E+22	0,7031
$^{242}_{94}\text{Pu}$	1,418E+22	0,57	3,08E+22	1,2387
ostatní	0	0,00	-	5,2337

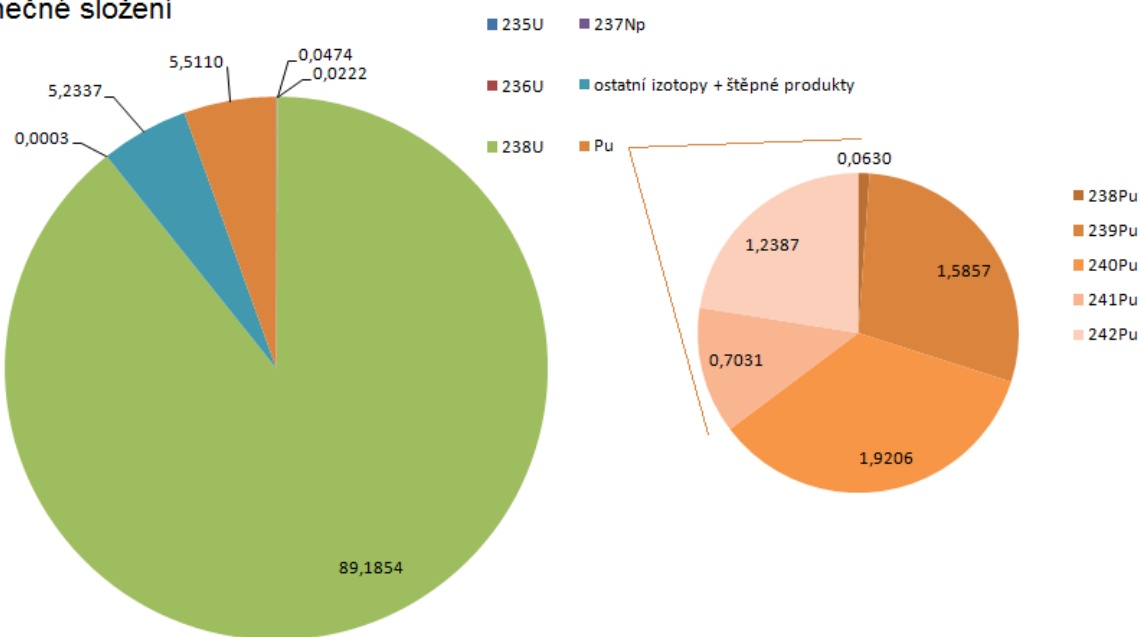
Tato tabulka je vynesena do grafu na Obr. 5-9 a porovnána s klasickým UO_2 palivem na Obr. 5-8. Pozornost si zaslouží hlavně konečné složení obou paliv – čerstvé MOX palivo obsahuje větší množství štěpného materiálu a tudíž produkuje více štěpných produktů než palivo UO_2 . Lze v něm také po vyhoření nalézt větší množství neštěpných izotopů plutonia než v palivu UO_2 , neboť se v něm hromadí už od začátku kampaně. Štěpných izotopů plutonia je naopak v MOX méně, protože jejich počáteční koncentrace je větší a ubývají rychleji. Co se týče výkonu a vyhoření pro reaktor s takovouto palivovou MOX vsázkou (počítá se stejným způsobem, jako je na Obr. 5-6), je zřejmé, že použitím MOX se dá získat téměř o polovinu více energie než u

klasického UO_2 paliva. Je to především díky vyššímu energetickému výtěžku z jednoho štěpení plutonia oproti štěpení uranu. Pro stejný výkon reaktoru by tím pádem bylo potřeba menší množství štěpitelných izotopů plutonia, než je potřeba $^{235}_{92}\text{U}$. To je další důkaz toho, jaký potenciál má plutonium jako palivo jaderných reaktorů.

Počáteční složení



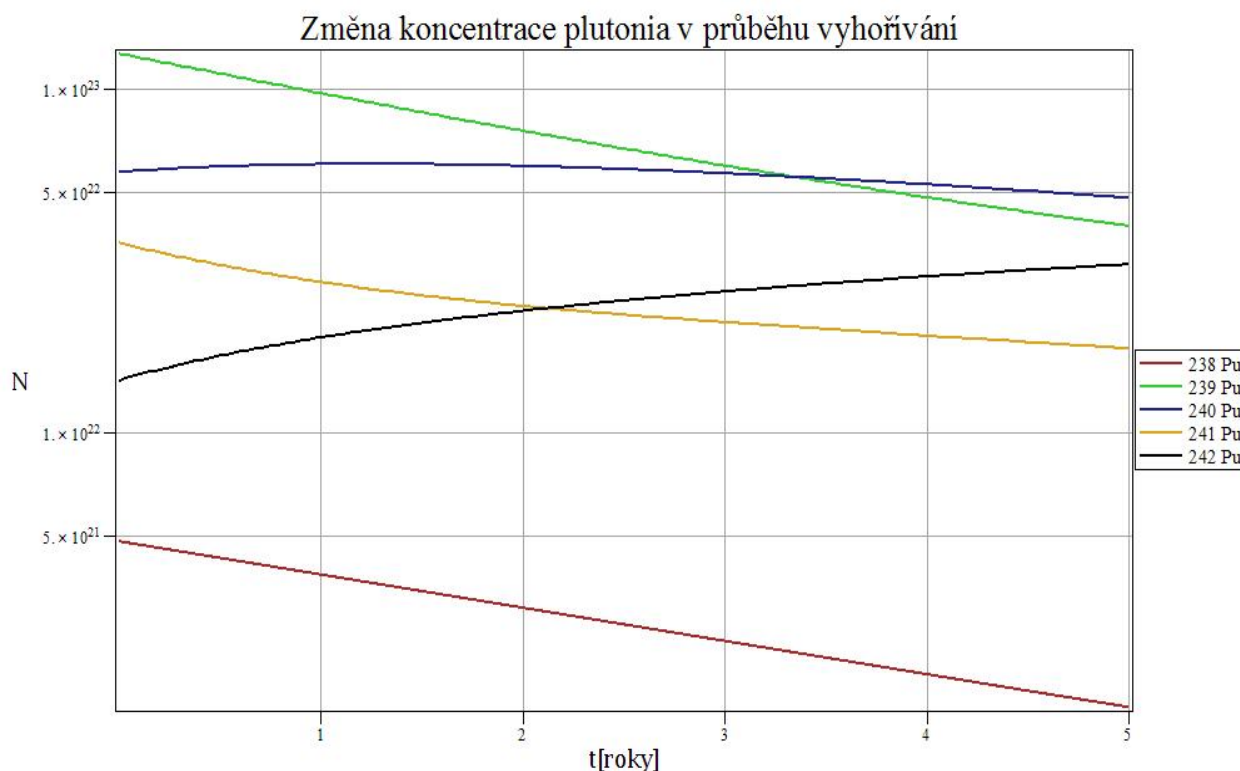
Konečné složení



Obr. 5-9 Rozdíl ve složení čerstvého a vyhořelého paliva MOX

Na závěr je vhodné prozkoumat graf časových závislostí změny koncentrace všech izotopů plutonia, který je na Obr. 5-10. Množství izotopu $^{239}_{94}\text{Pu}$ postupně klesá, neboť je to hlavní štěpný izotop a jeho přírůstek v důsledku zachytu neutronu na $^{238}_{92}\text{U}$ nestačí úbytek štěpením ani zdaleka kompenzovat. Podobná situace je i u $^{241}_{94}\text{Pu}$. Koncentrace $^{240}_{94}\text{Pu}$ nejprve lehce stoupá v důsledku velkého množství $^{239}_{94}\text{Pu}$ a tedy i z něj vznikajících jader $^{240}_{94}\text{Pu}$, jak ale $^{239}_{94}\text{Pu}$ vyhořívá a klesá jeho příspěvek do vzniku $^{240}_{94}\text{Pu}$, začne klesat i koncentrace $^{240}_{94}\text{Pu}$. Jediný izotop trvale zvyšující své množství je $^{242}_{94}\text{Pu}$, protože není štěpitelný tepelnými neutrony a tudíž štěpením neubývá, a navíc má znatelně menší účinný průřez pro zachyt neutronu než jemu předcházející $^{241}_{94}\text{Pu}$ - tím pádem ho vzniká větší množství, než stačí ubývat zachytem. Co ale při bližším pohledu na graf zarazí je fakt, že koncentrace $^{238}_{94}\text{Pu}$ klesá, zatímco v modelu pro klasické UO_2 palivo stoupala.

Po pár experimentech s různým počátečním množstvím $^{238}_{94}\text{Pu}$ se dá zjistit následující – jelikož je rychlost úbytku izotopu dána počtem jader tohoto izotopu, v modelu pro klasické UO_2 palivo začíná $^{238}_{94}\text{Pu}$ na nule a tím pádem zvyšuje své množství (zvláště díky většímu obsahu $^{235}_{92}\text{U}$, ze kterého vzniká). Jakmile ale dosáhne určitého „kritického množství“ (kolem 10^{20} jader) začne se projevovat jeho vyšší účinný průřez pro záchyt neutronu, než je účinný průřez pro záchyt neutronu jemu předcházejícího $^{237}_{93}\text{Np}$, a převládne úbytek nad přírůstkem.



Obr. 5-10 Časová závislost změny koncentrace izotopů plutonia v průběhu kampaně pro palivo MOX

I tento model v programu MAPLE 14, upravený z původního modelu pro parametry paliva MOX, je součástí přílohy digitální verze této práce.

Všechny číselné hodnoty, které byly použity ve výpočtech, pochází z [9] (účinné průřezy) a [10] (poločasy a typy přeměn), popř. byly zvoleny po konzultaci s vedoucím práce. Hodnoty a vztahy pro některé podpůrné výpočty jsou převzaty z [15].

6 ZÁVĚR

Tato bakalářská práce se zabývá vyhoříváním jaderného paliva uvnitř reaktoru za provozu. Jejím hlavním výstupem je tudíž matematický model simulující izotopické změny především v oblasti vyšších aktinoidů, jenž se v palivu během celé kampaně udály (štěpné produkty nejsou předmětem zkoumání). Celý model byl navržen pro případ tlakovodního reaktoru typu VVER 440 (stejného, jaký je použit v jaderné Elektrárně Dukovany) s keramickým palivem UO_2 . Počáteční obohacení paliva je 4,38 % $^{235}_{92}\text{U}$, zbylých 95,62 % tak připadá na $^{238}_{92}\text{U}$. Dominantními reakcemi, které uvnitř paliva způsobují změnu koncentrace počátečních a tvorbu nových izotopů, jsou štěpení, záchyt neutronu a radioaktivní přeměna. Bylo názorně vysvětleno a graficky ukázáno, jakým způsobem kombinací zmíněných třech neutronových reakcí vznikají v čerstvém palivu (pouze $^{235}_{92}\text{U}$ a $^{238}_{92}\text{U}$) nové izotopy – vyšší aktinoidy, zejména pak plutonium. Výpočtem bylo dokázáno, že hlavní štěpný izotop $^{235}_{92}\text{U}$ sniží během pětileté kampaně svůj podíl v palivu z 4,38 % na 1 %, $^{238}_{92}\text{U}$ nijak zásadně neubude (jen o necelé 2 %), vznikne ale řada nových izotopů, z nichž největší význam má necelých 1,5 % plutonia. Z tohoto plutonia jsou asi dvě třetiny dále štěpitelného izotopu $^{239}_{94}\text{Pu}$, který se v průběhu kampaně čím dál více podílí na tepelném výkonu reaktoru, až nakonec v závěru převládne nad $^{235}_{92}\text{U}$ – vše dokládají zobrazené grafické závislosti. Je také vysvětleno, jak souvisí energie neutronů s pravděpodobností dané reakce pro dané jádro (účinný průřez), a proč jsou tedy některé izotopy v tepelném reaktoru štěpitelné a jiné ne – např. $^{239}_{94}\text{Pu}$ (popř. $^{241}_{94}\text{Pu}$) má velký potenciál jako štěpný materiál pro tepelné reaktory, neboť má velký účinný průřez pro štěpení tepelnými neutrony, a navíc vzniká z $^{238}_{92}\text{U}$, který jinak v tepelném reaktoru využitelný není. Podrobně je ve stěžejní části rozebrán postup při tvorbě modelu, myšlenky opravňující k zanedbání některých jevů (např. radioaktivní přeměny pro izotopy s velice dlouhým poločasem přeměny) a k uvažování jiných. V prvotním výpočtu modelu je ukázán velký vliv zadaných hodnot hustoty neutronového toku a účinných průřezů na konečný výsledek. Jde o model značně zjednodušený – neuvažuje se vliv štěpných produktů, změny hustoty neutronového toku v průběhu kampaně, vysoké vyhoření paliva a tudíž vznik transuranů vyšších než $^{243}_{94}\text{Pu}$, ani rezonanční záchyty na některých izotopech plutonia (model by se tak stal analyticky neřešitelný). Přes to všechno je to ale model komplexní s relativně vysokou vypovídající hodnotou – vypočtené parametry vyhořelého paliva se jen málo liší od obvyklých hodnot skutečného vyhořelého paliva. Značná část byla také věnována MOX palivu – informacím a jeho výrobě a možnostech využití a v závěru práce i výpočtu modelu vyhořívání pro parametry MOX paliva a srovnání výsledků s klasickým UO_2 palivem. Zjištěno bylo, že z MOX paliva se dá dostat při stejném štěpném zastoupení více energie než z tradičního UO_2 paliva díky většímu energetickému výtěžku ze štěpení jednoho jádra, a podíl plutonia se též dá relativně snadno zvýšit přidáním většího množství při recyklaci, oproti nákladnému zvyšování obohacení izotopem $^{235}_{92}\text{U}$. Ve světě se každoročně produkuje obrovské množství plutonia, které se ale nevyužívá a jeho zásoby se hromadí. Tato práce mimo jiné dokazuje jeho velký potenciál jako paliva pro tepelné a popř. i rychlé reaktory. Kromě toho, že se dá získat recyklací použitého paliva (v případě rychlých reaktorů i několikanásobnou) a zanedbatelné jsou také zásoby vojenského plutonia s vysokým obsahem $^{239}_{94}\text{Pu}$, vzniká pak ještě přímo během provozu reaktoru. Se zvyšující se cenou uranu bude možnost recyklace vyhořelého paliva stále více atraktivní i z ekonomického hlediska. Jaderná energetika je již dnes neodmyslitelným pilířem v mixu výroby elektřiny v globálním měřítku, a její význam se zvyšující se poptávkou po energii ještě poroste. Proto je výzkum rychlých množivých reaktorů a větší míry využití plutonia bezpochyby v zájmu celé společnosti.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] DOLEŽAL, Jaroslav, Jiří ŠŤASTNÝ, Jan ŠPETLÍK, Stanislav BOUČEK a Zbyněk BRETTSCHEIDER. *Jaderné a klasické elektrárny*. Vyd. 1. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2011, 259 s. ISBN 978-80-01-04936-5.
- [2] LIBRA, Martin, Jan MLYNÁŘ a Vladislav POULEK. *Jaderná energie*. 1. vyd. Praha: Ilsa, 2012, 167 s. ISBN 978-80-904311-6-4.
- [3] RAČEK, Jiří. *Jaderné elektrárny*. Vyd. 3. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2008, 222 s. ISBN 978-80-214-3770-8.
- [4] MATĚJKA, Karel. *Vyhořelé jaderné palivo*. Praha: Ministerstvo životního prostředí ČR, 1996, 145 s. ISBN 80-707-8352-4.
- [5] LAMARSH, John R a Anthony John BARATTA. *Introduction to nuclear engineering*. 3rd ed. Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall, c2001, xv, 783 p. ISBN 02-018-2498-1.
- [6] HEZOUČKÝ, František, Pavel KAŇOVSKÝ a Ján NAŇO. *Základy teorie provozních režimů jaderných elektráren s tlakovodními reaktory*. Vyd. 1. Praha: Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2005, 164 s. ISBN 80-010-3324-4.
- [7] BEČVÁŘ, Josef a kol. *Jaderné elektrárny*. Praha: SNTL/ ALFA, 1978.
- [8] Nuclear Fuel Fabrication. *World Nuclear Association* [online]. 2013-10 [cit. 2013-12-12]. Dostupné z: <http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Conversion-Enrichment-and-Fabrication/Fuel-Fabrication/>
- [9] OECD Nuclear Energy Agency. *Janis* [počítačový program]. Ver. 4.0. Le Seine St-Germain: 2013-09-12 [cit. 2013-12-22]. Dostupné z: <http://www.oecd-neo.org/janis/>
- [10] CHU, S. Y. F., L. P. EKSTRÖM a R. B. FIRESTONE. *Nuclear data search* [online]. Version 2.0. 1999 [cit. 2013-12-22]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- [11] SKLENKA, Ľubomír. *Provozní reaktorová fyzika*. Vyd. 1. Praha: ČVUT, Jaderná a fyzikálně inženýrská fakulta, 2001, 109 s. ISBN 80-010-2283-8.
- [12] FORAL, Štěpán, Karel KATOVSKÝ, Jan VARMUŽA, Jakub ROLEČEK a David SALAMON. *Influence of silicone carbide on the reactivity of nuclear fuels using cerium dioxide as a surrogate material: Proceedings of the 22nd International Conference on Nuclear Engineering ICONE22*. 2014, s. 11.
- [13] ARSLAN, Marc. Mixed Oxide (MOX) Fuel. *World Nuclear Association* [online]. 2012, 2013-05 [cit. 2014-05-10]. Dostupné z: <http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Fuel-Recycling/Mixed-Oxide-Fuel-MOX/>
- [14] BROMOVÁ, Edita, Dušan VARGONČÍK, Michael SOVADINA a Daniel FALTA. SIMOPT, s.r.o. *Jaderná energie a energetika* [online]. Simopt, 2013 [cit. 2014-05-11]. ISBN 978-80-87851-01-2. Dostupné z: <http://books.simopt.cz/cz/multimedialni-knihy/jadroz-jaderna-energie-a-energetika>
- [15] RAČEK, Jiří. *Jaderná zařízení*. Vyd. 1. V Brně: Vysoké učení technické, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2009, 239 s. ISBN 978-80-214-3961-0.

- [16] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA). *PRIS: Power Reactor Information System* [online]. [cit. 2014-05-26].
Dostupné z: <http://www.iaea.org/PRIS/home.aspx>